



Investigación de emisión de radiación gamma en el rango de 1 TeV de la variable cataclísmica AE AQUARI

Colombo, Eduardo Hector
1995

Tesis Doctoral

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

www.digital.bl.fcen.uba.ar

Contacto: digital@bl.fcen.uba.ar

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Fuente / source:

Biblioteca Digital de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales - Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

INVESTIGACIÓN DE EMISIÓN DE RADIACIÓN γ EN EL
RANGO DE 1 TeV DE LA VARIABLE CATACLÍSMICA AE
AQUARI

Eduardo H. Colombo

Trabajo de Tesis presentado para optar por el título de Doctor en
Ciencias Físicas
1995

Director de Tesis: Dr. Trevor C. Weekes
Codirector de Tesis: Dra. Ana M. Osella

Nº 2808

52

Í N D I C E

Motivación y Guía de la Tesis

Capítulo 1: Astronomía de Radiación γ y de Muy Alta Energía

1.1 - Introducción	1-1
1.2 - Experimentos en Alta y Muy Alta Energía	1-4
1.3 - Radiación gama en el rango de los TeV: producción y atenuación.....	1-8
1.3.1 - Procesos de producción de fotones γ	1-8
1.3.2 - Atenuación de fotones MAE.....	1-13
1.3.3 - Mecanismos cósmicos de aceleración de partículas	1-13
1.3.4 - Fuentes cósmicas de fotones γ y de Muy Alta Energía	1-17
1.3.4.1 - púlsares, remanentes de supernovas y sistemas binarios...	1-17
1.3.4.2 - Galaxias de Núcleo Activo.....	1-19
1.3.4.3 - Plano Galáctico.....	1-20
1.4 - Radiación Cerenkov.....	1-20
1.4.1 - Principios físicos de la Radiación Cerenkov.....	1-21
1.4.2 - Radiación Cerenkov en el aire	1-24
1.4.3 - Cascadas extendidas en aire	1-26

1.4.3.1 - Cascada electromagnética	1-27
--	------

1.4.3.2 - Cascada hadrónica	1-29
-----------------------------------	------

1.4.3.3 - Diferencias entre ambos tipos	1-30
---	------

Capítulo 2: Técnica atmosférica Cerenkov

2.1 - Introducción	2-1
--------------------------	-----

2.2 - Primeros experimentos	2-2
-----------------------------------	-----

2.3 - Detección de fotones γ de MAE	2-4
--	-----

2.3.1 - Detectores	2-4
--------------------------	-----

2.3.1.1 - De primera generación	2-5
---------------------------------------	-----

2.3.1.2 - De segunda generación	2-8
---------------------------------------	-----

2.3.2 - Técnicas de observación	2-10
---------------------------------------	------

2.4 - Observatorio Whipple	2-12
----------------------------------	------

2.4.1 - Optica	2-15
----------------------	------

2.4.2 - Cámara de Alta Resolución	2-16
---	------

2.4.3 - Sistema de adquisición de datos	2-18
---	------

2.4.4 - Análisis de las observaciones	2-21
---	------

2.4.5 - Análisis de fuentes periódicas.....	2-25
---	------

2.5 - Técnica de Imagenes	2-31
---------------------------------	------

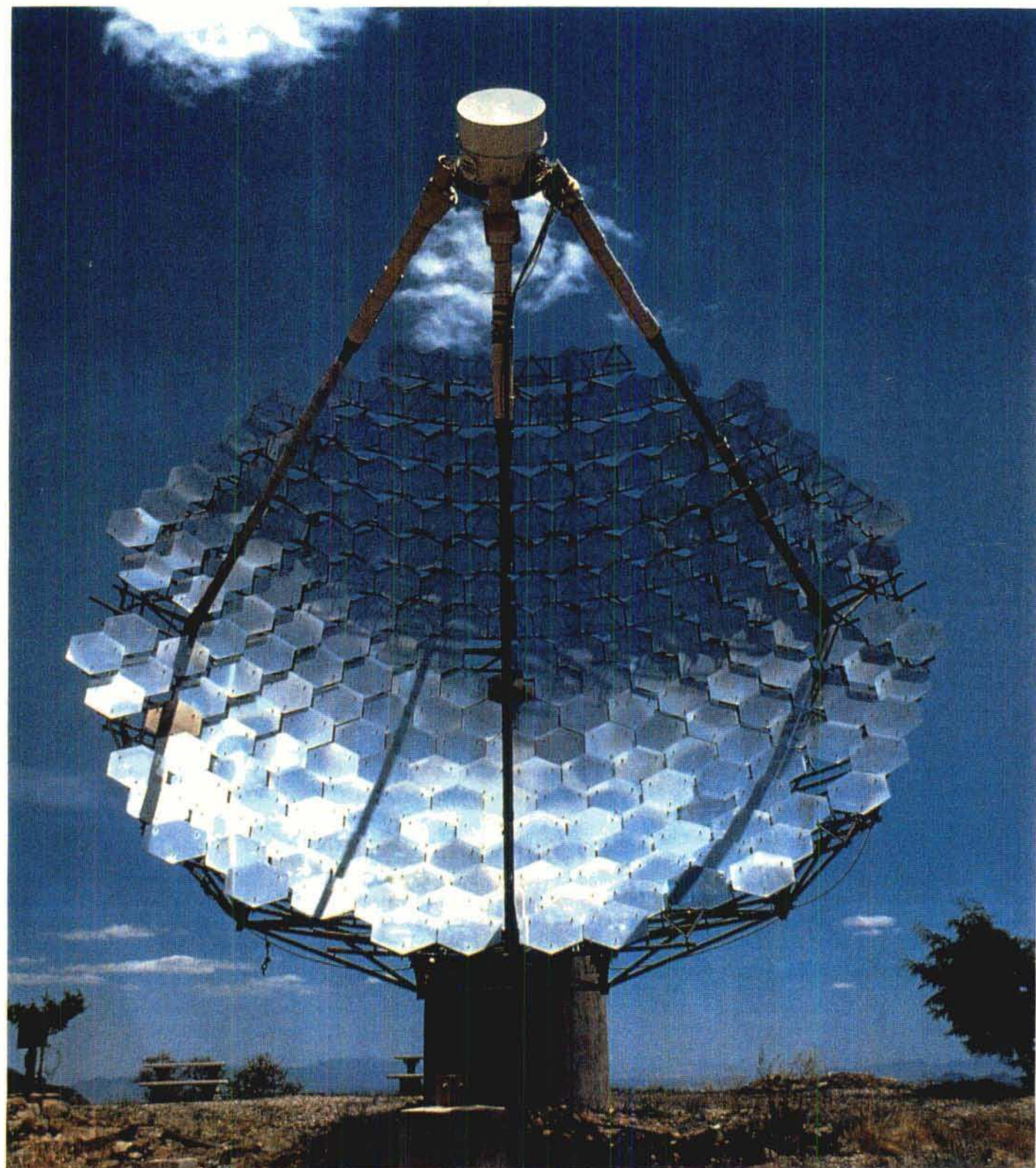
2.5.1 - Breve historia de su desarrollo	2-31
2.5.2 - Parametrización de las imagenes	2-35
2.5.3 - Aplicación a la Nebulosa del Cangrejo	2-39
2.6 - Métodos de análisis de datos	2-42
2.6.1 - Supercortes	2-43
2.6.2 - Supercortes extendidos	2-45
 Capítulo 3: Relación de Dureza	
3.1 - Introducción	3-1
3.2 - Desarrollo del método	3-5
3.3 - Aplicación a distintas fuentes	3-7
3.4 - Conclusiones	3-15
 Capítulo 4: AE Aquarii	
4.1 - Introducción	4-2
4.2 - Descripción de la fuente	4-3
4.3 - Observaciones previas y resultados en el rango de los GeV y TeV.....	4-6
4.3.1 - EGRET	4-6
4.3.2 - Durham	4-7
4.3.3 - Potschestroom	4-10

4.3.4 - HEGRA	4-14
4.4 - Observaciones, análisis y resultados del grupo Whipple	
4.4.1 - Observaciones	4-14
4.4.2 - Búsqueda de emisión continua	4-16
4.4.3 - Emisiones de corta duración: burst y flares	4-20
4.4.4 - Búsqueda de emisión periódica	4-25
4.4.4.1 - Correcciones de los tiempos de arribo	4-27
4.4.4.2 - Búsqueda por fase orbital del sistema	4-28
4.4.4.3 - Búsqueda de periodicidad en la enana blanca	4-29
4.5 - Discusión de los resultados y conclusiones	4-34
Capítulo 5 - Conclusiones generales y Futuros detectores	
Apéndice I - Definiciones de los parámetros de imagen	
Apéndice II - Observaciones de AE Aquarii tomadas con el Reflector de 10 m.	
Apéndice III - PSR 1951 + 32	
III-1 - Descripción de la fuente.....	AIII-1
III-2 - Observaciones del instrumento Egret y Whipple.....	AIII-2
III-3 - Conclusiones.....	AIII-5

Apéndice IV - AE Aquarii: detalle de análisis.

Referencias

Agradecimientos



Motivación y Guía de la Tesis

El estudio de la radiación γ en el rango de energías alrededor de los 10^{12} eV (1 TeV) se ha convertido en un campo de la Física de gran actividad con la instalación y puesta en funcionamiento de nuevos y más sensibles instrumentos y se encuentra en posición de responder algunas de las más importantes preguntas acerca del origen del flujo observado de radiación cósmica, la naturaleza de los procesos que permiten acelerar las partículas hasta velocidades relativísticas y de las fuentes generadoras de fotones energéticos y las interacciones que ellos sufren, así como muchas otras. Conocer y entender esta nueva banda del espectro electromagnético nos proveerá nuevas ideas de la forma en que el universo funciona y cómo estos objetos son capaces de producir tales energías dentro del marco de las teorías físicas actuales y los límites que ellas imponen.

Es en este marco que la detección de cualquier fuente emisora de radiación γ en el rango de los TeV adquiere singular importancia y la validación por grupos independientes, altamente prioritaria. Existen numerosos reportes de fuentes que no han sido confirmados posteriormente, aunque muchas de ellas fueron intensivamente observadas por otros instrumentos; sin embargo, existen unas pocas fuentes que tienen confirmación independiente de más de un grupo, como la Nebulosa del Cangrejo y AE Aquarii. Este último sistema, una variable cataclísmica, ha sido detectado por dos grupos, Durham y Potchesftroom, ambos ubicados en el hemisferio sur; pero también es visible desde el hemisferio norte, lo que motivó que sea observada por el Observatorio Whipple en un intento de determinar la validez de los resultados anteriores y poder comparar el comportamiento de los tres detectores.

En el Capítulo 1 se encontrará una revisión de la Astronomía de Radiación γ en Alta y Muy Alta Energía, así como las técnicas de detección y producción y absorción de fotones γ . también se desarrollan los principios físicos de la radiación Cerenkov, así como su detección.

En el Capítulo 2 se encontrará la Técnica Atmosférica Cerenkov, el Observatorio Whipple, donde las observaciones que componen esta tesis fueron obtenidas, la Técnica de Imágenes y los Métodos de Análisis utilizados en este trabajo.

En el Capítulo 3 se introduce un nuevo método para evaluar el espectro de energías de una fuente, la Relación de Dureza.

En el Capítulo 4 se desarrolla todo lo concerniente a AE Aquarii, previas detecciones y los resultados obtenidos en esta tesis.

El Capítulo 5 desarrolla las conclusiones generales y se hace una breve revisión del futuro de la Astronomía de Radiación γ de MAE.

Se desarrollan una serie de Apéndices: el Apéndice I define los parámetros de imagen utilizados para analizar los datos; el Apéndice II resume las observaciones obtenidas sobre AE Aquarii; el Apéndice III es un estudio preliminar sobre un nuevo púlsar, PSR1951 +32 y el Apéndice IV muestra los gráficos resultantes de los extensos análisis realizados sobre AE Aquarii.

CAPITULO 1

Astronomía de Radiación y de Muy Alta Energía

1.1 - Introducción:

La astronomía de radiación y de muy alta energía (MAE) es un campo de la física de reciente desarrollo; aunque los primeros experimentos comenzaron en la década del 60, se produjo un prolongado paréntesis en la actividad por:

- 1) el entusiasmo provocado por el continuo desarrollo de los aceleradores de partículas y los espectaculares resultados que se obtenían con cada nuevo instrumento que se ponía en funcionamiento con la capacidad de alcanzar energías cada vez mayores.

- 2) la limitación impuesta por la absorción de la atmósfera terrestre y por los globos que no podían alcanzar las alturas necesarias para minimizar esa absorción.

Es así que debió esperarse hasta la aparición de los satélites artificiales para que se revalorizara la investigación de los rayos cósmicos como instrumento idóneo para describir la física del Universo, aunque sin la posibilidad de controlar el experimento como sucede en los aceleradores.

Definimos un fotón γ como aquel que posea una energía comprendida entre la de la masa en reposo del electrón (0.511×10^6 eV) hasta la más alta energía observada hasta el presente ($> 10^{20}$ eV) lo que representa más de quince décadas del espectro electromagnético; es por esta razón que se ha subdividido el espectro que corresponde a la radiación γ en diferentes zonas de acuerdo a las técnicas de detección utilizadas y que mostramos en la Tabla 1.1.

En lo que a esta Tesis concierne, el rango de energía está comprendido entre 10^{10} a 10^{14} eV (10 GeV hasta 100 TeV) que abreviaremos como **MAE**; los fotones son detectados utilizando la *Técnica Atmosférica Cerenkov (TAC)* en la cual la radiación Cerenkov es emitida por una cascada electromagnética iniciada en la parte superior de la atmósfera por un fotón γ primario y colectada por instrumentos adecuados que describiremos en detalle en el capítulo II, así como la producción y detección de las cascadas Cerenkov.

Desde el descubrimiento de la radiación cósmica por Victor Hess (1912) en experimentos llevados a cabo sobre globos estratosféricos, el problema de cuáles son las fuentes generadoras del flujo de radiación cósmica observado ha permanecido sin respuesta. La importancia de lograr detecciones confiables a estas energías radica en que todas las partículas que se producen en las

diferentes regiones del universo y que poseen carga eléctrica son desviadas, en su trayecto hasta la Tierra, por los campos magnéticos que encuentran y que impiden determinar su origen. En cambio, existen portadores de información que no son afectados y que llegan conservando su dirección original: partículas neutras y fotones (Figura 1.1). Entre las primeras la única que tiene importancia es el neutrino, ya que el neutrón y los mesones neutros poseen una vida media muy corta y sufren desintegraciones antes de poder ser detectados; el neutrino no es deflectado por ningún tipo de campo pero su detección es extremadamente difícil pues su sección eficaz es tan pequeña que la probabilidad de interacción con un detector es ínfima; baste para ello recordar que en ocasión de la explosión de la supernova 1987a se produjo un "burst" de neutrinos que fué detectado en dos laboratorios independientes, pero en total se registraron menos de 20 neutrinos. Los únicos que conservan la información de donde fueron originados y que son fácilmente detectables son los fotones, que constituyen el tema central de este trabajo.

Energía	Clasificación	Técnica de detección
0.511 MeV - 5 MeV	Baja (BE)	Centellador en satélite
5 MeV - 30 MeV	Media (ME)	Telescopio Compton en satélite.
30 MeV - 10 GeV	Alta (AE)	Cámara de chispa en satélite.
10 GeV - 50 TeV	Muy Alta (MAE)	TAC (montaña)
100 TeV - 100 PeV	Ultra Alta (UAE)	Arreglo de detectores (montaña)
100 PeV - 100 EeV	Extrema Alta (EAE)	Arreglo de detectores (nivel del mar)

Tabla 1.1 : División del espectro de radiación y de acuerdo a la técnica de detección utilizada.

Es sobre este tipo de radiación que concierne la presente Tesis, por lo que haremos una descripción detallada de sus orígenes, fundamentos teóricos, técnicas de observación, obtención y de análisis de datos.

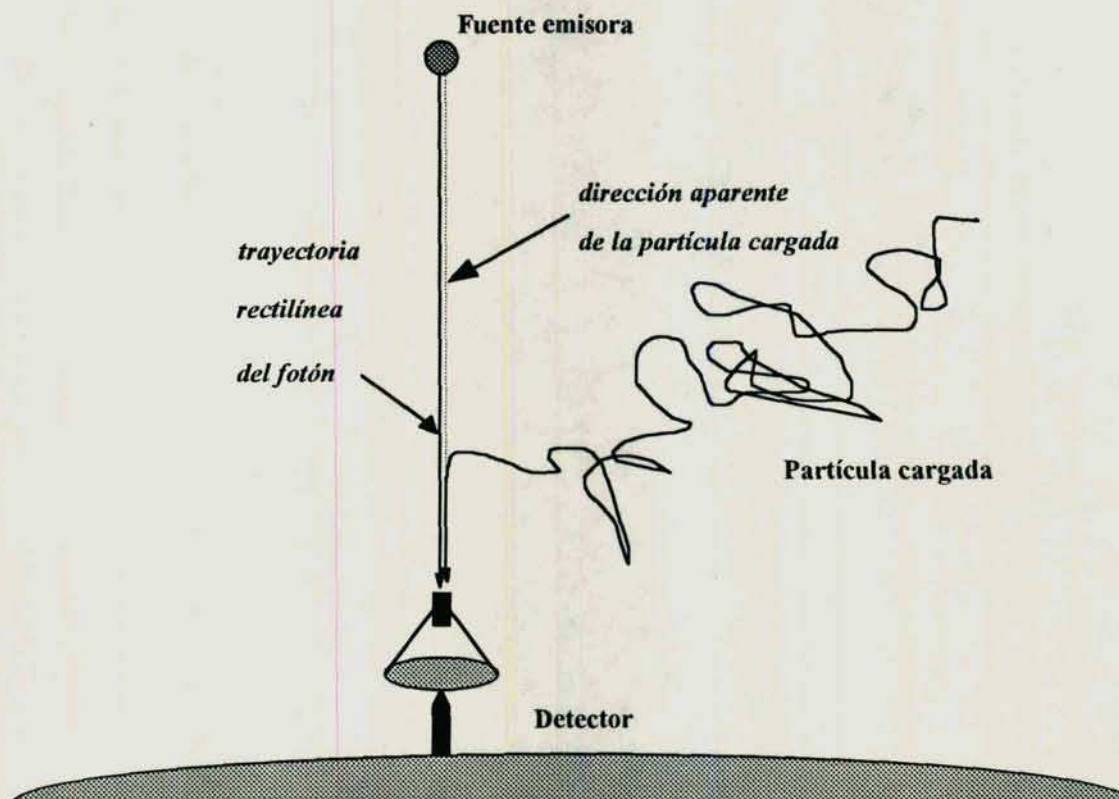


Figura 1.1: Esquema de cómo incide una partícula cargada y un fotón γ .

1.2 - Experimentos en Alta y Muy Alta Energía:

Si bien se conocía que los procesos más energéticos del Universo son productores de radiación γ de muy alta energía, no fue sino hasta la sugerencia de Morrison (1958) que se consideró la posibilidad de detectar dicha radiación. Para ello era menester que los instrumentos superaran la atmósfera terrestre

mediante el uso de globos estratosféricos o, posteriormente, cohetes portadores de cargas útiles. Sin embargo, los cálculos de Morrison sobreestimaron el flujo de radiación y esto provocó que el desarrollo del campo fuera muy lento por los siguientes diez o quince años debido al resultado negativo de los mismos, donde sólo fue posible establecer algunos límites superiores en el rango de 100 MeV; en este rango de energías, y hasta el orden de los 10 GeV, la limitación impuesta por la baja intensidad de flujo incidente y el alto flujo de fondo producido por interacciones hadrónicas fue superada con la utilización de satélites artificiales que, al llevar los instrumentos fuera de la influencia de la atmósfera, reducían drásticamente la radiación de fondo provocada por las partículas cósmicas cargadas y componentes secundarios, además de permitir largas exposiciones que reducían la necesidad de grandes áreas de colección.

Los primeros reportes sobre detecciones fueron hechos por McBreen et al. (1973) sobre la Nebulosa del Cangrejo en el rango de los 240 MeV utilizando un telescopio Cerenkov gaseoso a bordo de un globo. Posteriormente, el satélite SAS-2 que llevaba una cámara de chispa, con rango de energía entre 30 y 200 MeV y un área de colección de 600 cm², exploró gran parte del cielo, detectando la Nebulosa del Cangrejo, el púlsar Vela, Cygnus X-3, la nube molecular ρ -Ophiuchus, una fuente de emisión muy intensa desconocida y que fue denominada Geminga (Hartman et al., 1979), el descubrimiento y mapeo de la distribución de radiación γ a lo largo del plano galáctico.

En 1975 la Agencia Espacial Europea puso en órbita el satélite COS-B que podía medir energías entre 50 MeV a 2 GeV con un área de colección de 576 cm² y una resolución angular de 10° a 50 MeV y 2° a 2 GeV. Si bien este satélite sobrevivió 4 años más que lo originalmente previsto y que los datos

recolectados eran de mejor calidad que los obtenidos hasta ese entonces por cualquier otro instrumento, su utilización fué severamente limitada por la presencia de un alto contejo de eventos de fondo debido a la interacción de los rayos cósmicos con la estructura del satélite, lo que motivó que fuera usado sólo para relevar el plano galáctico.

Los experimentos más importantes que se están realizando en la actualidad se encuentran a bordo del satélite estadounidense CGRO (Compton Gamma Ray Observatory); posee cuatro diferentes instrumentos cubriendo energías entre 20 MeV y 30 GeV. Justamente éste es el límite superior de energía detectable desde satélites debido a que el bajo flujo de radiación γ hace necesaria una gran área de colección que haría sumamente pesado y costoso un instrumento de este tipo. Esta restricción queda superada por la utilización de la técnica atmosférica Cerenkov que permite detectar radiación γ entre 100 GeV hasta 10 TeV.

Antes de comenzar una rápida revisión de la astronomía de Muy Altas Energías, es conveniente comprender el porqué la utilización de satélites no es un método factible para la detección de fotones en este rango de energía; utilizemos para ilustrar este punto el espectro del sistema del Cangrejo (púlsar y nebulosa) dado por Hermsen (1981); si hacemos una sencilla extrapolación, tenemos que un típico experimento en satélite cuya área de colección es de 1 m², detectará 16 fotones γ por año contra el enorme flujo de rayos cósmicos de fondo.

Las primeras detecciones de pulsos Cerenkov atmosféricos fueron realizados por Galbraith y Jelley (1953), lo que motivó que comenzaran las primeras observaciones sistemáticas en la región de las MAE. Entre

1960 y 1963 científicos del Instituto Levedev utilizaron reflectores con un fotomultiplicador en el foco para la observación del púlsar del Cangrejo y su nebulosa y otras posibles fuentes, pero no se detectaron flujos estadísticamente significativos; se continuó durante la década del 70 con instrumental mejorado y con la posibilidad de comparar resultados con otros experimentos que se comenzaban en otras regiones del mundo. Estas primeras observaciones arrojaron resultados estadísticamente pobres y, en algunos casos, contradictorios. Un completo relevamiento del cielo fue conducido por el Whipple Observatory (Weekes et al, 1979a) durante 18 meses con resultado negativo debido a la severa limitación impuesta por el gran fondo producido por los rayos cósmicos y la escasa sensibilidad del instrumental utilizado; como consecuencia de esto hubo un prolongado paréntesis en la actividad porque se consideraba que la sensibilidad requerida para esta rama de la Astrofísica aún no se había alcanzado.

El campo de las Astronomía de Radiación γ de Muy Alta Energía tuvo que esperar hasta el despliegue de satélites de observación X y γ que revelaran la presencia de potenciales fuentes que justificaran la instalación de nuevos observatorios con base en tierra. Una lista de los mismos se presenta en la Tabla 1.2.

El desarrollo producido en el campo de la MAE se debe a tres factores principales:

- La instalación de nuevos telescopios con mucha mayor sensibilidad
- El desarrollo de técnicas de análisis de datos que eliminan un altísimo porcentaje de radiación de fondo (llegándose, como explicaremos posteriormente) hasta más del 99% de eliminación efectiva.

- El gran éxito del observatorio orbital CGRO (Compton Gamma Ray Observatory) cuyo instrumento EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) alcanza el límite inferior accesible a los telescopios terrestres y que, en consecuencia, ha provisto una enorme cantidad de potenciales fuentes para ser exploradas desde tierra.

La operación de todos los observatorios ha permitido confeccionar un catálogo de fuentes, aunque hay que tener en cuenta que la única fuente establecida es la Nebulosa del Cangrejo (Weekes, 1992). En la Tabla 1.3 se muestran las 24 fuentes que han sido observadas por, *al menos*, un grupo. Es importante enfatizar que muchas de las fuentes allí propuestas han sido observadas por sólo un grupo y nunca confirmadas por otra observación independiente.

1.3 - Radiación γ en el rango de los TeV: producción y atenuación.

Presentaremos una revisión de los mecanismos por los cuales los fotones γ son producidos, así como también una somera descripción de las fuentes cósmicas generadoras de este tipo de radiación.

1.3.1 - Procesos de producción de fotones γ :

Para producir fotones γ en el rango de los TeV las interacciones deben involucrar protones o electrones con energías del orden, o mayor, que los fotones generados por ellas. Estos mecanismos ha sido completamente descriptas en varios trabajos (Fazio, 1967, 1972; Hillier, 1984; Ramanamurthy & Wolfendale, 1986) por lo que sólo haremos una breve reseña de los mismos. Alguno de

ellos, tales como el decaimiento del mesón y el bremsstrahlung, y la creación de pares como proceso de absorción, son de importancia para la comprensión de la evolución de las cascadas atmosféricas que son la base de la TAC y que desarrollaremos más adelante.

País	Ubicación	Grupo	Técnica	desde
EEUU	Arizona	Whipple	Imágenes	1983
Australia	Woomera	CANGAROO	Imágenes	1990
España	Canarias	HEGRA	Imágenes	1988
Ucrania	Crimea	CAO	Imágenes+UV	1986
Australia	Narrabi	Durham	Muestreo de frente de onda	1986
Francia	Saclay	THEMISTOCLE	Muestreo de frente de onda	1986
Francia	Themis	ASGAT	Muestreo de frente de onda	1988
Sudáfrica	Potchefstroom	Potchefstroom	Convencional	1985
India	Pachmarhi	Tata	Convencional	1987
India	Gulmarg	Tata	Convencional	1985
China	Xing Long	IHEP	Convencional	1991

Tabla 1.2: Observatorios de MAE actualmente en funcionamiento.

- **Dcaimiento del mesón neutro:** Las colisiones de nucleones de alta energía o la aniquilación de pares nucleón-antinucleón producen piones en el rango de los TeV o PeV con velocidades relativísticas (medidas desde el marco de referencia del laboratorio); la vida media del mesón π^0 es de $\approx 10^{-16}$ seg y decae produciendo dos fotones γ : $\pi^0 \rightarrow 2 \gamma$ donde cada fotón posee una energía, en el marco de

referencia del mesón, de $\frac{1}{2} m_{\pi} c^2 = 70 \text{ MeV}$, siendo m_{π} la masa en reposo del mesón.

Púlsares	Binarias	Remanentes de Supernovas
PSR 0355+54	Her X-1	Nebulosa del Cangrejo
PSR 0531+21 (Cangrejo)	Cyg X-3	Extragalácticas
PSR 0833-45 (Vela)	Vel X-1	Cen A
PSR 1509-58	Sco X-1	M31
PSR 1706-44 (*)	SMC X-1	Markarian 421 (*)
PSR 1953+29	LMC X-4	Markarian 501 (*)
PSR 1937-21	Cen X-3	Variables Cataclísmicas
PSR 1957+20	4U 0115+63	AE Aquarii

Tabla 1.3: Catálogo de fuentes de radiación γ de MAE.

- *bremsstrahlung (o radiación de frenado)* : el electrón libre es desacelerado en el campo electrostático de un núcleo o de alguna otra partícula cargada y emite un fotón γ que puede poseer una alta proporción de la energía original del electrón. Es de importancia en aquellas regiones del cosmos donde existe hidrógeno ionizado, como Nubes Interestelares, y son atravesadas por electrones relativistas produciendo un flujo de fotones γ que es proporcional al producto del flujo de electrones incidentes y la densidad de materia.

- **dispersión Compton inverso:** se produce por la interacción de un electrón con un fotón que, como resultado de la misma, gana energía; constituye un mecanismo extremadamente eficiente para transferir la energía de un electrón de energía E a un fotón del ambiente de energía ε ; la energía final del fotón está dado por las fórmulas para dispersión Thompson y Compton:

$$E \cong \begin{cases} \gamma \varepsilon & \text{si } \gamma \varepsilon \ll mc^2 \\ \gamma mc^2 & \text{si } \gamma \varepsilon \gg mc^2 \end{cases}$$

donde $\gamma = E/mc^2$ es el factor de Lorentz. Por ejemplo, para un fotón de energía $\varepsilon = 2$ eV y un electrón de energía $E_e = 10^{11}$ eV, la energía del fotón, luego de sufrir dispersión Compton es:

$$\text{para } \gamma = 2 \times 10^5 \rightarrow E_\gamma \approx 8 \times 10^{10} \text{ eV}$$

por lo que el fotón emerge con una energía comparable a la del electrón.

- **radiación de sincrotrón:** se produce cuando un electrón relativístico atraviesa un campo magnético. La fuerza de Lorentz obliga al electrón a moverse en una hélice en dirección del campo, con lo que lo acelera, y se produce emisión en la dirección de la velocidad de la partícula. Primero fue observada en los aceleradores de partículas y estudiada en detalle por Ginzburg y Syrovatski (1964); ellos dedujeron que la emisión ocurre a una frecuencia:

$$\omega_{\text{sincrotrón}} \propto \gamma^2 \left(\frac{eH}{m} \right)$$

donde (eH/m) es la frecuencia de Larmour. Sólo en el caso de que el electrón posea velocidades ultrarelativísticas y se esté en presencia de fuertes campos magnéticos se producirán fotones γ ; sin embargo, la presencia de este tipo de radiación a más bajas energías, detectables por su longitud de onda y polarización, en la emisión desde una fuente puede indicar que existen electrones relativísticos capaces de producir fotones γ por otros mecanismos. En particular, un electrón puede producir radiación sincrotrón y sufrir, posteriormente, una dispersión Compton y así generar radiación de energía casi tan alta como la de los electrones incidentes; este tipo de radiación se conoce como *Compton-Sincrotrón*.

- *radiación de curvatura*: es un mecanismo que se aplica, principalmente, en situaciones donde existen fuertes campos magnéticos, tales como púlsares; allí los electrones son obligados a moverse en líneas de campo curvadas y, por lo tanto, emiten fotones γ en la dirección del movimiento, con energía dada por:

$$E \cong \frac{3 h c \gamma^3}{4 \pi \rho_c}$$

donde ρ_c es el radio de curvatura de las líneas de campo y h la constante de Planck. Típicamente, ρ_c es del orden de 10^6 m en una estrella de neutrones, por lo que electrones con energías del orden de los TeV producirían fotones con energías del orden de los GeV.

1.3.2 - Atenuación de fotones MAE:

El principal proceso por el cual los fotones γ de energías del orden y encima de los TeV son absorbidos es la interacción de esos fotones con la materia; cuando interactúa con el campo electroestático de una partícula cargada o un nucleón generándose un par electrón-positrón ($\gamma \rightarrow e^- e^+$); este proceso no reviste importancia en el medio interestelar pero es relevante en zonas de plasmas densos.

Otro mecanismo de absorción de fotones γ de MAE es a través de la interacción con fotones ambientes con energías comprendidas entre el infrarrojo y óptico, generándose, también, un par $e^- e^+$; de acuerdo a los cálculos de Stecker (1971) se deduce que el universo es relativamente transparente hasta distancias el orden de 10^9 años luz para energías del orden de los TeV (Figura 1.2), pero adquiere importancia para fuentes más lejanas; esto pone un límite natural a la observación de fuentes extragalácticas.

1.3.3 - Mecanismos cósmicos de aceleración de partículas.

De los mecanismos descriptos anteriormente, puede deducirse fácilmente que los fotones de energías mayores que 1 GeV requieren, para su producción, electrones o protones con energías mayores o iguales que sus productos. Se conoce desde hace mucho tiempo que los rayos cósmicos tienen esas y mucho mayores energías y la pregunta natural es cuál es, o son, los mecanismos capaces de acelerar partículas a tan enormes energías. Cualquiera sea la explicación, deben verificarse las siguientes condiciones observadas hasta el presente:

- explicar la existencia de partículas con energías tan grandes como 1020 eV.
- la forma funcional del espectro observado: $\propto E^{-2.7}$.

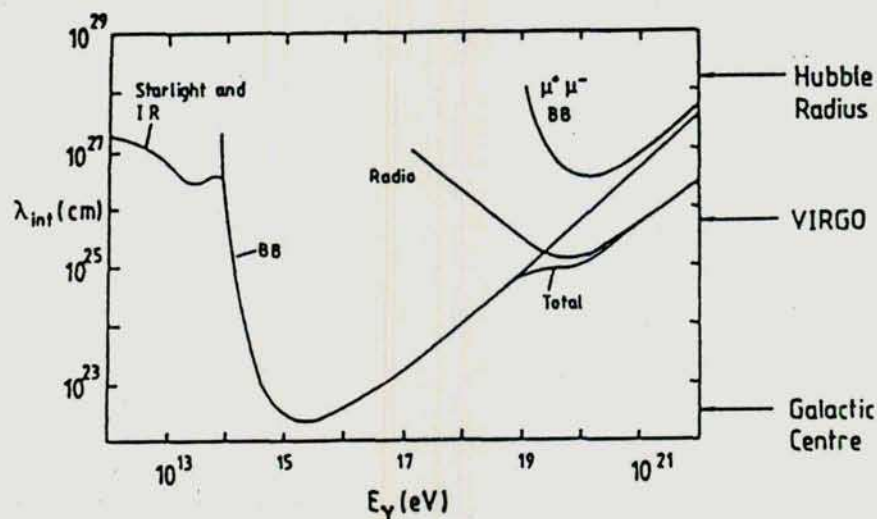


Figura 1.2: Absorción de fotones γ (Ramanamurthy & Wolfendale, 1986)

Aunque es un tema abierto, describiremos brevemente algunos de ellos con la intención de completar el escenario donde la Astronomía de Muy Altas Energías se desarrolla.

- *Mecanismos de Fermi*: En 1949 Enrico Fermi desarrolla la primera tentativa de explicar el espectro observado de radiación cósmica mediante un mecanismo que explica la ganancia de energía por parte de las partículas por sucesivas reflexiones de éstas con los campos magnéticos de nubes interestelares de plasma (denominados

espejos magnéticos). Hay dos tipos elementales de reflexiones: frontales y de cola (Figura 1.3).

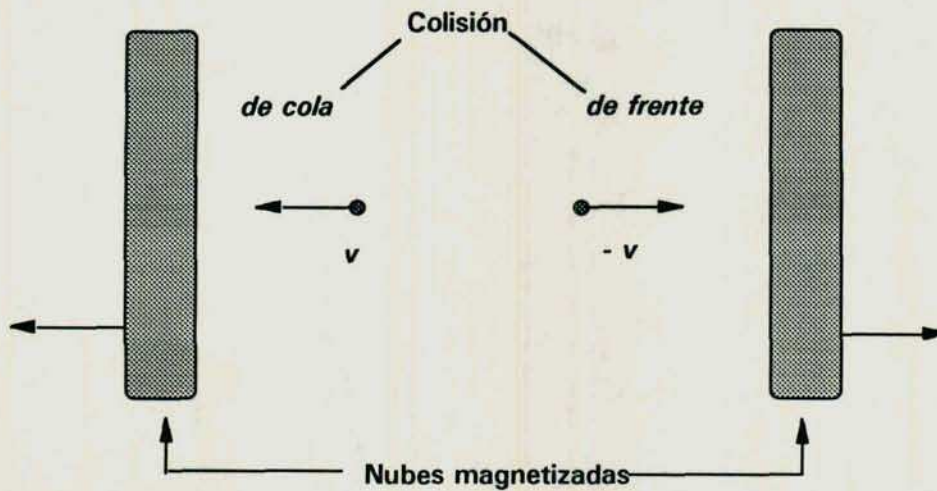


Figura 1.3: Esquema elemental del mecanismo de Fermi.

En la colisión *frontal* la partícula, no relativista, gana energía en cada reflexión, mientras que la pierde en la *de cola*; la ganancia neta es:

$$\frac{dE}{dt} = 4 M \left(\frac{v}{c} \right)^2 E$$

donde:

M es la frecuencia de colisiones

E es la energía de la partícula

v la velocidad de la nube.

Este es llamado *Mecanismo de Fermi de segundo orden* ya que la tasa de ganancia de energía tiene esa dependencia respecto de la velocidad de la nube. Sin embargo, Fermi no consideró las pérdidas de energía debido a ionización y sobreestimó las velocidades de las nubes.

El mismo Fermi planteó una alternativa a su modelo (1954) considerando que la gran mayoría de las colisiones serían del tipo *frontales*, reduciendo así la pérdida de energía y haciendo más rápido el proceso de aceleración de las partículas. En este caso, la ganancia de energía sería:

$$\frac{dE}{dt} \propto \left(\frac{v}{c} \right) E$$

llamado *Mecanismo de Fermi de primer orden* (en la velocidad).

- *Efecto dínamo*: un campo eléctrico es producido por la rotación de un campo magnético; si el efecto se desarrolla en presencia de un plasma, entonces se produce una caída de potencial perpendicular al campo magnético y dado que las partículas no pueden moverse a través de las líneas de campo, no se produce aceleración. En situaciones excepcionales puede haber aceleración en dirección paralela al campo, pero sólo una muy pequeña fracción del potencial está disponible para acelerar partículas, por lo que es un mecanismo de poca importancia.

1.3.4 - Fuentes cósmicas de producción de fotones γ de MAE.

La detección de radiación γ en un amplio rango de energías, incluyendo las MAE, en objetos cósmicos de distintas características sugieren la necesidad de hacer una somera descripción de ellos, sin entrar en detalles minuciosos. En las MAE la Nebulosa del Cangrejo es la única fuente absolutamente establecida; existen otras que han sido detectadas por un grupo y esperan la confirmación de otro grupo independiente, tal como la fuente extragaláctica Markarian 421 y el púlsar PSR 1706-44; la Nebulosa del Cangrejo es un remanente de supernova con un púlsar en su centro; Markarian 421 es un objeto BL-Lac y PSR 1706-44 un púlsar. Las fuentes propuestas como productoras de fotones γ MAE son púlsares, remanentes de supernovas, binarias X, variables cataclísmicas, Galaxia de Núcleo Activo, el Plano Galáctico, la radiación difusa de fondo y Agujeros Negros Primordiales. Con excepción de este último caso, todos los demás requieren de electrones o protones relativísticos que puedan producir fotones γ por alguno de los mecanismos mencionados anteriormente. Una recopilación de los mecanismos de aceleración y modelos de fuentes puede encontrarse en Harding (1990) y aquí sólo haremos una rápida revisión de las mismas. Todos los modelos se concentran en dos puntos principales: determinar la capacidad de la fuente para suministrar la energía necesaria para que las partículas puedan ser aceleradas hasta tales energías y determinar la máxima energía que esas partículas pueden adquirir para un dado mecanismo de aceleración.

1.3.4.1 - Púlsares, Remanentes de Supernovas y Binarias X:

Un púlsar es una estrella de neutrones en rápida rotación y con un intenso campo magnético aproximadamente dipolar ($B > 10^{11}$ G). Las estrellas

de neutrones son un estado estable de la evolución final de las estrellas (no el único) que sufren un colapso gravitacional después de haber consumido todas sus fuentes internas de energía y, en consecuencia, pierden el soporte brindado por la presión térmica. Cuando el colapso de la estrella finaliza con una reducción de tamaño de ≈ 10000 veces del original, el campo magnético sufre una compresión de líneas que produce un aumento la intensidad del mismo y un incremento de la velocidad de rotación por conservación del momento angular. La masa final de la estrella de neutrones está entre 1.4 a $2.5 M_0$, un campo magnético de hasta 10^{12} Gauss y un radio del orden de 10 km. La materia de este tipo de estrella es extremadamente densa y consiste, predominantemente, de neutrones a través de la reacción: $p + e \rightarrow n + \nu$. Los períodos de rotación abarcan un amplio rango, desde algunas milésimas de segundo hasta unos 4 segundos; el descubrimiento de los púlsares se concretó por medio de radiotelescopios y posteriormente, confirmados en otras longitudes de onda. La rotación de la estrella de neutrones produce un haz altamente direccional que *barre* el cielo e ilumina a observadores ubicados dentro del cono generado por la estrella y permite su detección como radiación pulsada. Uno de los modelos propuestos por Goldreich y Julian (1969) postula la existencia de una magnetósfera que co-rota con la estrella de neutrones y que, a cierta distancia, genera un cilindro de luz, que es una superficie imaginaria que se mueve a la velocidad de la luz.

Cuando se produce una explosión de supernova uno de los efectos es la eyección de materia a velocidades relativísticas y la consecuente formación de una cáscara de materia denominada *remanente de supernova*.

Si una de las estrellas de un sistema binario sufre un colapso gravitacional convirtiéndose en una enana blanca, una estrella de neutrones o un

agujero negro, el sistema resultante se denomina *binaria X*. Es en este tipo de sistema donde las condiciones para la formación de un disco de acreción es factible dado que la materia de la otra componente *cae* sobre la estrella colapsada debido al intenso campo magnético de esta última, ganando energía cinética y formando un disco de alta temperatura que rodea la estrella; es este disco la fuente de radiación X observable.

La rotación de la estrella y la acreción de materia son los dos mecanismos propuestos que suministrarían la energía necesaria para acelerar las partículas hasta el rango relativista y así producir radiación γ de muy alta energía. Ambos mecanismos podrían, en principio, actuar en forma simultánea sobre la misma fuente, pero existen ciertas limitaciones físicas relacionadas al fenómeno de acreción: si la distancia a que se encuentra el cilindro de luz es menor al radio de Alfvén, el viento generado por el púlsar impide la formación del disco y, por tanto, sólo la rotación puede tener lugar.

1.3.4.2 - Galaxias de Núcleo Activo:

Son los objetos cósmicos más luminosos conocidos superando, por varios ordenes de magnitud, la de la Vía Láctea; esta categoría está compuesta de diferentes tipos de galaxias (Quasar, Blazar, Radio-galaxia, BL-Lac, Variables Ópticamente Violentas y Seyfert) con la característica común de un alto corrimiento al rojo, lo cual indica una alta velocidad de recesión y distancias de miles de millones de años luz. Las observaciones de este tipo de objetos revelan variaciones en la luminosidad en cortos períodos de tiempo lo que sugiere que la fuente de emisión es un objeto de pocos meses-luz de tamaño, quizás un agujero negro supermasivo ($> 10^8 M_0$)

con un disco de acreción y envoltura gaseosa; en ciertos casos se observan chorros de gas a lo largo del eje del disco.

1.3.4.3 - Plano Galáctico:

Los modelos propuestos (Stecker and Jones, 1977; Kniffen, Fitchel and Thompson, 1977) para explicar la emisión de radiación difusa por parte del Plano Galáctico utilizan dos mecanismos que pueden actuar individualmente o ambos a la vez: decaimiento del pión π^0 y Dispersión Compton Inverso de electrones con fotones ambientes.

1.4 - Radiación Cerenkov:

En la presente sección discutiremos en detalle la radiación Cerenkov. Si bien un satélite podría, en teoría, ser usado para detectar fotones γ en el rango que nos interesa, el escaso flujo en esta banda de energía obligaría al despliegue de una superficie detectora tan grande que haría impracticable dicho sistema. Tampoco es posible diseñar un arreglo de detectores de partículas cargadas a grandes alturas puesto que la penetración de los rayos γ en la atmósfera no alcanza la profundidad necesaria para llegar a los mismos. Pero esa misma radiación que no puede penetrar la atmósfera terrestre, interactúa con ella para producir una cascada electromagnética, y finalmente un flash óptico Cerenkov, que puede ser detectado por el instrumental adecuado.

La restricción más severa a este tipo de sistemas de detección la encontramos en el enorme flujo de radiación de fondo cuyas características

esenciales son muy similares a la de la radiación γ . Este tipo de inconveniente ha sido superado exitosamente por la *Técnica de imágenes atmosférica Cerenkov*. En las próximas secciones describiremos en detalle todo lo concerniente a esta técnica, su base teórica, su desarrollo y aplicación.

1.4.1 - Principios físicos de la Radiación Cerenkov:

Si una partícula cargada atravieza un medio dieléctrico a una *velocidad de fase mayor que la velocidad de la luz en el medio*, se produce entonces una polarización transitoria y los átomos quedan formando pequeños dipolos. Dado que las componentes radiales de la polarización se cancelan entre sí a corta distancia de la trayectoria de la partícula, sólo sobreviven las componentes axiales a la misma, caso análogo a las ondas supersónicas en un fluido. Estas interfieren constructivamente a lo largo de un frente de ondas, cuyo ángulo θ con la trayectoria (ver Figura 1.4) está dado por la relación fundamental de Cerenkov:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}$$

donde: $\beta c = v$ (velocidad de la partícula)

n = índice de refracción del medio dieléctrico

De esa sencilla relación podemos extraer algunas consecuencias inmediatas existe una *velocidad umbral*, debajo de la cual no hay emisión Cerenkov, y ello se verifica cuando $\beta = 1/n$. Se observa también que cuanto menor es el ángulo θ más cerca se encuentra la dirección de la radiación a la de la partícula; por lo tanto, el ángulo máximo de emisión, para $\beta = 1$, viene dado por:

$\theta_{\max} = \cos^{-1} \left(\frac{1}{n} \right)$ por lo que es inmediato que la emisión sólo puede ocurrir si $n > 1$ ya que si esto no se verificara entonces β sería mayor que 1; esto indica que la emisión Cerenkov no se produce para radiación X, γ ni a longitudes de onda correspondientes a bandas de absorción del medio.

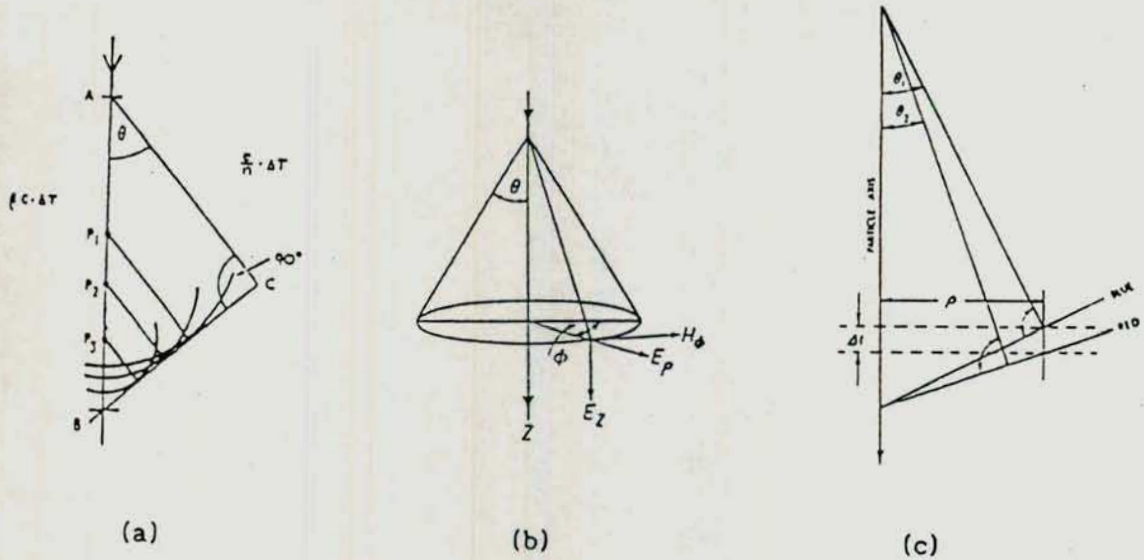


Figura 1.4: a) Construcción de Huygens que ilustra coherencia en el plano que contiene la partícula. b) como Cerenkov mostrando la disposición de los vectores de campo eléctrico y magnético. c) construcción que ilustra la dispersión del cono Cerenkov.

La energía radiada por unidad de longitud de trayectoria para una partícula moviéndose uniformemente en un medio dieléctrico que recorre un camino l fue establecida por Frank y Tamm (1937):

$$\frac{dE}{dt} = \frac{z^2 e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \omega d\omega$$

donde ω es la frecuencia angular , z es la carga de la partícula y la fórmula está expresada en *erg cm⁻¹*, y la tasa de producción de fotones para una partícula de $z=1$, es:

$$\frac{dN}{dt} = 2 \pi \alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \frac{d\lambda}{\lambda^2}$$

resolviendo y teniendo en cuenta que θ_c está relacionado con la energía de la partícula a través de la relación:

$$E \cong \frac{m_0 c^2}{\sqrt{\theta_{\max}^2 - \theta_c^2}}$$

resulta:

$$\frac{dN}{dt} = 2 \frac{dN}{dt} = 2 \pi \alpha \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \text{sen}^2 \theta_c$$

donde dN/dl es la densidad de fotones por unidad de longitud emitidos por la partícula y que para ángulos pequeños podemos expresar como:

$$\frac{dN}{dt} = n_{(\theta_c, \lambda)} = 2 \pi \alpha \theta_c \int \frac{d\lambda}{\lambda^2}$$

donde α es la constante de estructura fina (1/137). Vemos en la expresión anterior que aparece la inversa de la longitud de onda por lo que la tasa de producción de fotones es mayor hacia las zonas de menores longitudes de onda. La emisión presenta, por mediciones efectuadas con detectores sensibles a un amplio espectro, un pico en el azul y cercano ultravioleta.

1.4.2 - Emisión Cerenkov en aire:

Sabemos que la atmósfera terrestre no tiene densidad constante, sino que es una función de la altura, por lo que cuando consideramos la radiación Cerenkov en este medio debemos tener en cuenta esas características. Gaisser (1990) encontró que la relación entre la presión a una profundidad dada p_h y la altura h medida con respecto al nivel del mar puede aproximarse a la de una atmósfera ideal e isotérmica. En este caso podemos escribir: $p_h = p_0 e^{-h/h_0}$ donde p_0 es la presión atmosférica a nivel del mar ($\approx 1.033 \text{ g cm}^{-2}$); h_0 es la escala de altura dada por: $h_0 = mg/RT = 7.1 \text{ km}$ de donde podemos calcular la densidad como: $\rho = -dp/dh$ y dado que el índice de refracción del aire es cercano a 1, podemos expresarlo como: $n = 1 + \eta$ donde η es proporcional a la densidad y decrece con la altura como: $\eta = 2.93 \times 10^{-4} e^{(-h/h_0)}$. Dado que en aire $\eta \ll 1$, el ángulo máximo de emisión Cerenkov es:

$$\theta_{\text{máx}} = \sqrt{2\eta}$$

y la energía umbral para emisión de radiación Cerenkov es:

$$E_u = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{2\eta}}$$

Es fácil ver que la energía umbral crece y el ángulo de emisión decrece con la altura, y su valor máximo es aproximadamente 1.3° a nivel del mar, mientras que la energía umbral es de 21 MeV para electrones y 4.4 GeV para muones y 45 GeV para protones. La cantidad de fotones Cerenkov producidos por un electrón que alcanza el nivel del mar fue calculado en 4.1×10^5 (Boley, 1964).

Pero las observaciones han sido tomadas en el Whipple Observatory, en el Mt. Hopkins, Arizona, a una altura de 2.300 m sobre el nivel del mar, por lo que los valores de energía umbral y ángulo máximo de Cerenkov son algo distintos: el ángulo máximo de emisión Cerenkov vale: $\theta_{m\acute{a}x} = 1.26^\circ$ y las energías umbrales son: 23 MeV para el electrón, 4.8 GeV para el muón y 42 GeV para el protón. Es posible hacer una aproximación útil teniendo en cuenta que el ángulo θ_c es siempre pequeño ($\theta_{m\acute{a}x} \ll 1$) y que el factor de Lorentz $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ se modifica si consideramos una partícula con energía superior a la energía umbral, quedando: $\gamma = (\theta_{m\acute{a}x}^2 - \theta_c^2)^{-1/2}$ de donde podemos calcular el mínimo valor (γ_u) correspondiente a $\theta_c = 0$ es: $\gamma_u = 40$, y como: $\beta = (1 - 1/\gamma^2)^{1/2}$ por lo que la energía total de la partícula es prácticamente igual a su energía cinética: $E = m_0 c^2 (\gamma - 1) \approx E_{total}$. Entonces cuando nos referimos a la energía de la partícula significa energía cinética de la partícula.

Cuando la luz Cerenkov es producida en la atmósfera hay que tener en cuenta una serie de factores que modifican su distribución angular. Uno de ellos es el ángulo con respecto al cenit (z) con que la partícula incide en la atmósfera; la relación de la absorción con el ángulo z es menor que $\cos^{-1}(z)$. Jelley (1967) calculó que la máxima absorción al cenit es menor que el 30%.

Dado que la variación del índice de refracción de aire en el espectro visible es del orden del 2.5% la dispersión es muy pequeña y puede ser despreciada, así como el ángulo de refracción, el cual es insignificante comparado con el ángulo Cerenkov y puede ser, también, despreciado.

Un efecto significativo es el scattering de Coulomb múltiple de las partículas radiantes y fue calculado por Rossi y Greisen (1941) dando la siguiente expresión para el ángulo cuadrático medio de dispersión sobre un camino l : $\langle \theta_s^2 \rangle = (E_s^2 / p^2 \beta^2) l$, la cual puede ser reducida para el caso en que el medio sea aire a: $\langle \theta_s \rangle_{rms} = 21 / E$

De esta forma para un electrón de 100 MeV el ángulo rms de scattering es de 12° o sea, del orden de cinco veces mayor que el ángulo Cerenkov. Por lo tanto este es el efecto dominante para la determinación de la distribución angular de la luz Cerenkov. Si se mide la distribución espacial de la luz Cerenkov producida por una partícula que incide en la atmósfera se verificaría una forma de "panqueque", o sea, escaso espesor y gran dispersión lateral; esto también es consecuencia del efecto de dispersión dado que incrementa el camino que las partículas deben recorrer antes de producir su propia luz Cerenkov, confinando, así, la luz emitida en ese "panqueque".

1.4.3 - Cascadas extendidas en aire:

Cuando un rayo cósmico primario con energía mayor que 0.1 TeV choca contra la atmósfera terrestre genera una cascada de partículas y fotones;

a medida que se desarrolla aumenta su extensión lateral y cuando alcanza su máximo se la conoce como *cascada extendida en aire (CEA)*. La mayoría de las CAE son iniciadas por hadrones primarios, los cuales consisten fundamentalmente de protones, algunas partículas alfa y núcleos pesados. A medida que una CAE hadrónica se desarrolla se distinguen claramente tres componentes: la nuclear activa, la muónica y la electromagnética; a diferencia de ésta, la iniciada por un rayo γ primario es predominantemente electromagnética. Las propiedades de las CAE han sido estudiadas y reunidas en varios trabajos, entre los que cabe citar: Galbraith (1958), Greisen (1960), Hayakawa (1969) y Haizen (1990). Si bien no vamos a estudiar detalladamente las CAE, los fundamentos serán expuestos a continuación:

1.4.3.1 - Cascadas electromagnéticas:

El fenómeno de absorción más importante que tiene lugar cuando un fotón γ primario de alta energía ($E < 20 \text{ MeV}$) interacciona con la atmósfera terrestre es producción de pares, donde un fotón γ se transforma en un par electrón-positrón relativístico en el campo coulombiano de un átomo ($\gamma \rightarrow e^- e^+$) (Evans, 1955). El hecho de que no sea posible detectar fotones γ de alta energía ni siquiera en observatorios localizados a grandes altitudes es que el camino libre medio, λ_l para este tipo de fotones es de 48.5 g cm^{-2} que, comparado con los 1033 g cm^{-2} de la atmósfera, hace que la casi totalidad de las interacciones se produzcan a unos 20 km de altura.

Supongamos que la energía del fotón incidente es E y que incide en un medio de número atómico medio Z , entonces la probabilidad de que ese fotón produzca un par $e^- e^+$ es proporcional a ξ , donde

$\xi = 4 Z^2 \frac{2 \pi e^2}{hc} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right) \ln(183 Z^{-1/3})$. La unidad de longitud de radiación es

definida como: $X_0 = \left(\frac{N \xi}{A} \right)^{-1}$

Para el aire el valor de X_0 es de 37.7 g cm⁻² y la energía crítica para que se produzca creación de pares es de 84.2 MeV.

El proceso en que un electrón es frenado en un campo coulombiano para producir un fotón (o sea, el proceso inverso a la creación de pares) es el *bremsstrahlung*; la relación entre los dos está dado a través de sus respectivas

secciones eficaces por: $\sigma_{brem} = \sigma_{par}(E, k) \left(\frac{E^2}{k^2} \right)$ donde E es la energía del fotón y k

la del electrón incidente. En la Figura 1.5 mostramos una versión simplificada del desarrollo de una cascada tomado de Weekes (1988):

Simplificando entonces, en una cascada electromagnética un fotón γ produce un par $e^- e^+$ que, a su vez, producirán fotones γ adicionales. De esta manera el número de partículas se incrementará exponencialmente hasta que la energía media de los fotones adquiera un valor inferior al necesario para la creación de pares. Una cascada se desarrolla a una altura de alrededor de 20 km.

Si bien la cascada producida por un fotón γ primario es casi enteramente electromagnética, existe una componente muónica que es consecuencia de la producción de piones en reacciones fotonucleares; pero es

cuantitativamente pequeña porque la sección eficaz para tales reacciones es más de tres veces menor a la correspondiente a la de creación de pares.

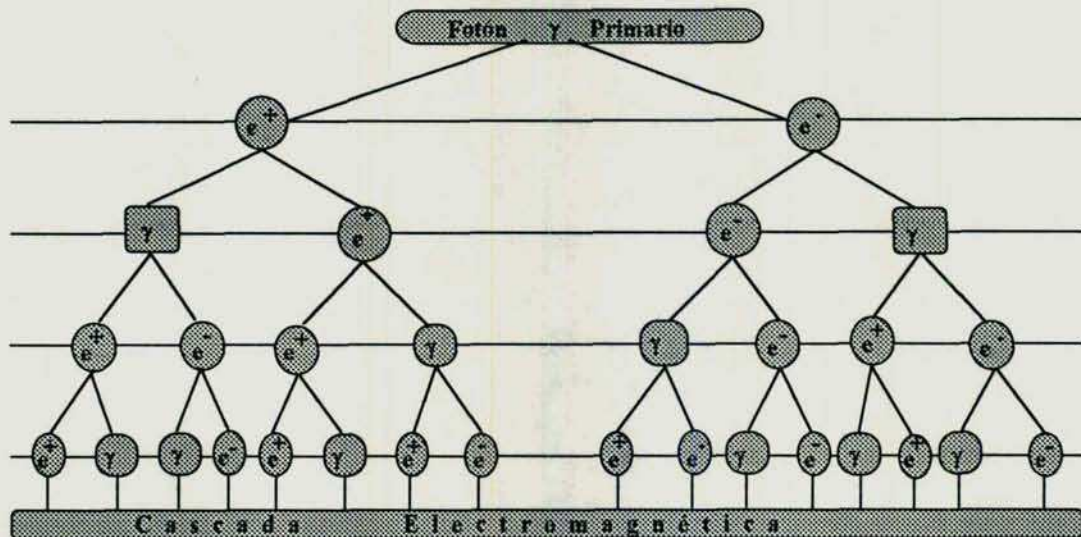


Figura 1.5 : Esquema básico del desarrollo de una cascada electromagnética en aire.

1.4.3.2 - Cascadas hadrónicas:

A diferencia de la cascada electromagnética, la cascada nuclear es iniciada por un rayo cósmico primario de incidencia normal ($z = 0^\circ$) que interactúa con la atmósfera de profundidad, para este tipo de partículas, 1.033 g cm^{-2} siendo el camino libre medio para un protón primario del orden de 60 g cm^{-2} , por lo que este tipo de cascadas se desarrolla a alturas inferiores a la electromagnética, típicamente 16 km.

Supongamos que el rayo cósmico incidente sea un protón que interactúa con un nucleón de la atmósfera; en este caso se producen nucleones y

antinucleones secundarios de alta energía, piones cargados y neutros, kaones e hiperones que, debido a su alta energía, están fuertemente orientadas hacia adelante. Esto forma un núcleo central de escaso desarrollo lateral que disminuye la probabilidad de ser detectada por un detector y que hace poco útil intentar distinguir qué tipo de partícula ha iniciado la cascada.

Los piones cargados producidos por interacciones hadrónicas decaen rápidamente para producir muones que son lentamente absorbidos por ionización y decaimiento β , por lo que no juegan un papel importante en el desarrollo posterior de la cascada. Sin embargo, es ésta una de las diferencias entre las cascadas nucleares y electromagnéticas: *que en estas últimas no existe la componente muónica.*

Los piones neutros decaen para producir rayos γ que inician cascadas electromagnéticas de corta duración, pero la componente nucleónica continuamente transfiere energía a nuevas cascadas electromagnéticas hasta que la energía de esta componente cae por debajo de la energía necesaria para producir piones, que es del orden de 1 GeV (Figura 1.6).

1.4.3.3 - Diferencias entre los dos tipos de cascadas:

Cuando se quiere desarrollar una técnica que permita eliminar el mayor porcentaje posible de eventos producidos por rayos cósmicos primarios y conservar aquellos originados por fotones γ deben explorarse las diferencias existentes entre ambos tipos de cascadas, que si bien son muy similares en su morfología, presentan ciertas diferencias que pueden ser adecuadamente explotadas.

Considerando que las partículas primarias que originan ambos eventos tienen la misma energía es posible enumerar esas diferencias:

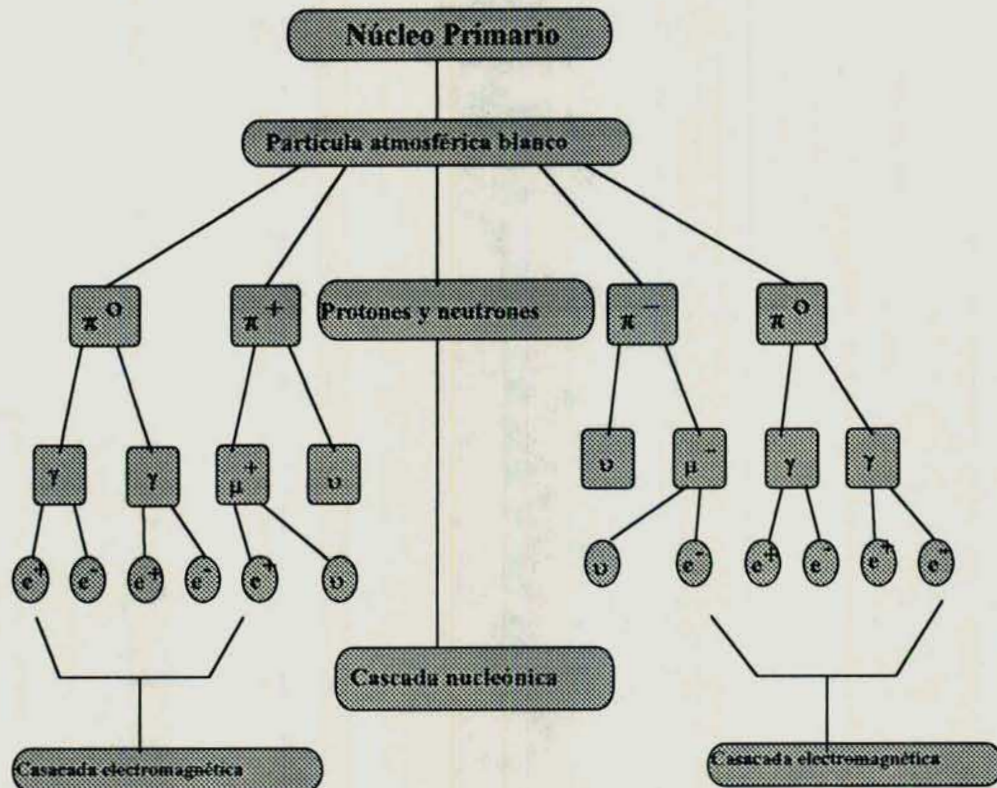


Figura 1.6: Esquema básico del desarrollo de una cascada nucleónica en aire

- La cascada electromagnética se desarrolla antes que la nucleónica (o sea, a mayor altura) pues la longitud de interacción de la primera es menor que la segunda.
- La cascada nucleónica presenta mayores fluctuaciones que la electromagnética debido a las razones expuestas en el punto anterior.

- El momento transversal de las cascadas nucleónicas es mucho mayor que la correspondiente a la electromagnética; el efecto que esto produce en el desarrollo de la cascada es que las trayectorias de las partículas en la nucleónica tienen ángulos de dispersión mayores (≈ 200 veces mayor) que las de la electromagnética.

Las razones recién apuntadas hacen que la distribución partículas en la cascada nucleónica tienda a ensancharse lateralmente y presentar una forma más irregular que es la base de la *Técnica de Imágenes* que describiremos en el Capítulo 2.

CAPITULO 2

Técnica Atmosférica Cerenkov

2.1 - Introducción:

Cuando consideramos una CEA iniciada por una partícula primaria con energías entre 0.2 a 10 TeV, la gran mayoría de las partículas que la integran son absorbidas en su camino por la atmósfera de tal manera que muy pocas alcanzan el nivel donde se encuentran los detectores; pero esa misma atmósfera es casi transparente para la luz por encima de los 400 nm por lo que la luz Cerenkov producida dentro de la cascada actúa como la componente penetrante y, por tanto, susceptible de ser detectada. Esta luz Cerenkov proviene de todos los estados del desarrollo de la cascada y está confinada en un frente de unos 200 m de extensión y 1 m de espesor. De acuerdo a los cálculos de Lang (1986), el flujo de fotones ópticos para una cascada de 1 TeV es de 50 fotones m^{-2} sobre un frente de 200 m de diámetro contra un flujo de luz nocturno de 6.4×10^7 fotones $\text{s}^{-1} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1}$.

Comparando ambos flujos, pareciera poco probable que la luz Cerenkov producida por una CEA pueda ser diferenciada del abrumador fondo nocturno (aún en las noches más oscuras y sin ningún tipo de luz contaminante); sin embargo, hay dos factores que permiten efectivamente detectar las CAE:

- el área colectora de un detector en tierra no está *completamente* determinada por su tamaño físico, sino por la gran extensión de frente de la cascada que es, típicamente, $3 \times 10^4 \text{ m}^2$ (Figura 2.1).
- no se conoce ningún otro fenómeno atmosférico o astrofísico cuya duración sea tan breve como un flash Cerenkov (del orden de 3-5 ns) que lo convierte en el evento más brillante del cielo nocturno: para el tiempo de duración de un flash Cerenkov tenemos $50 \text{ fotones m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ contra $2 \text{ fotones m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ del fondo nocturno.

2.2 - Primeros experimentos:

La primera experiencia fue realizada por Galbraith y Jelley en el año 1953 usando un fotomultiplicador EMI de 50 mm de diámetro en el foco de un espejo parabólico de 25 cm; la señal captada era enviada a un amplificador, lo cual constituía el equipo más rápido que se podía conseguir por ese entonces. Con este instrumental, fueron capaces de demostrar que sobre un período de tiempo suficientemente corto ($< 1 \mu\text{s}$) el pulso Cerenkov proveniente de una CEA era claramente visible sobre la luz nocturna de fondo. Estos resultados fueron rápidamente confirmados por otro grupo independiente con base en Crimea

(Nesterova and Chudakov, 1955). Sin embargo, hubo que esperar hasta 1964 para que se estableciera el primer observatorio dedicado a la observación de radiación γ de MAE, equipado con doce reflectores de 1.5 m de diámetro. La historia de todos estos experimentos pioneros pueden ser consultados en varias recopilaciones, entre las que vale citar: Jelley and Porter (1963) y Jelley (1967). Más recientemente, Ramana-Murthy (1987), Weekes (1988), Lamb (1989) y Fegan (1990).

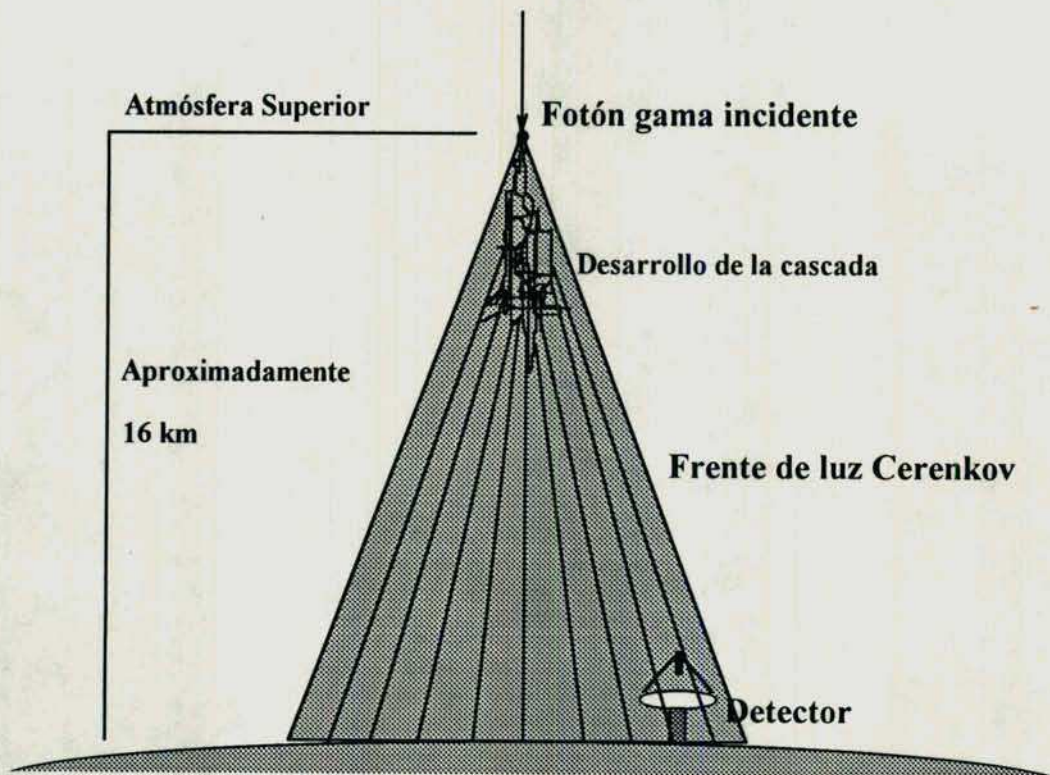


Figura 2.1: Diagrama que muestra cómo es detectada una cascada atmosférica Cerenkov.

2.3 - Detección de fotones y de MAE:

La capacidad un detector para *ver* un pulso Cerenkov está limitada sólo por las fluctuaciones de la luz nocturna de fondo que está compuesta, principalmente, por la luz de las estrellas y el resplandor del cielo nocturno, variable noche a noche, además de luz dispersada por ciudades cercanas. Esta es la razón por la cual los telescopios ven limitado su rango de trabajo a noches sin Luna, de excelentes condiciones meteorológicas, elevada altitud e instalados lejos de ciudades; estas restricciones limitan el tiempo útil a menos del 15% del año. Otro factor a tener en cuenta es la elevación de la fuente; si ésta fuera $< 55^\circ$, las cascadas se iniciarían a gran distancia del detector y la luz Cerenkov que llega estaría muy atenuada.

2.3.1 - Detectores:

Los primeros instrumentos usados para detectar luz Cerenkov consistían en un reflector (generalmente remanentes de la Segunda Guerra Mundial) con un fotomultiplicador en el foco (Figura 2.2); básicamente, el mismo tipo de instrumental se continúa usando convirtiendo a la Astronomía de MAE en un campo de estudio relativamente económico si tomamos como parámetros de comparación los presupuestos requeridos en los experimentos de física de altas energías.

Una de las ventajas que tiene la detección de luz Cerenkov es que no se necesita una alta calidad óptica puesto que la estructura

significativa dentro de una imagen Cerenkov es del orden de 0.1° , lo que también contribuye a disminuir costos.

Para transformar los fotones ópticos en una corriente eléctrica medible se utilizan fotomultiplicadores; los más ampliamente utilizados son los denominados *fotomultiplicadores rápidos bialkali sensibles al azul*; poseen ventana de vidrio o cuarzo y una eficiencia cuántica del 30% a 390 nm; en ambos tipos de detectores el tiempo de integración debe ser ajustado para igualar la duración del pulso Cerenkov, el cual es del orden de 3-5 ns; en la práctica, este tiempo se establece en alrededor de 10 ns. El campo de visión de un detector debe contener, como mínimo, el tamaño angular promedio de una cascada que es del orden de 0.5° ; es así que existen detectores de dos tipos: de primera y segunda generación, que describiremos a continuación.

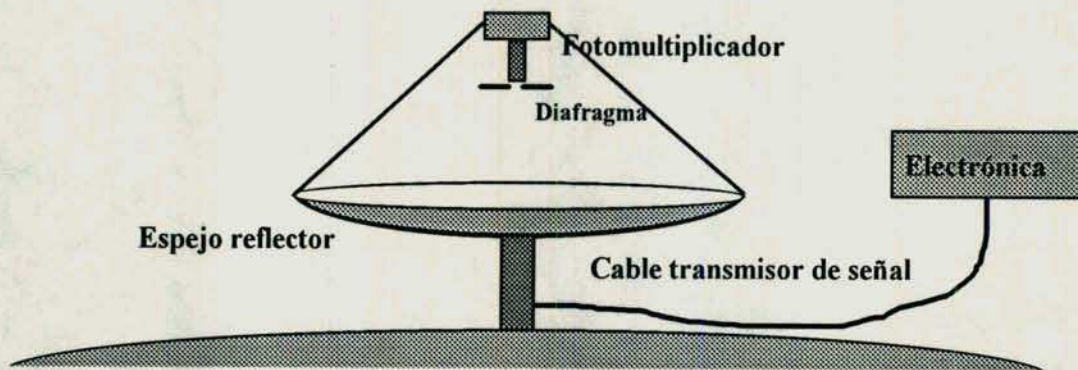


Figura 2.2: Esquema básico de un detector Cerenkov.

2.3.1.1 - Detectores de primera generación: de gran campo de visión para la observación de fuentes extensas como el Plano y Centro Galácticos,

Nubes Moleculares Gigantes. Este tipo de detector maximiza el área colectora pero incrementa la cantidad de luz de fondo que entra al instrumento y, por lo tanto, su energía umbral (que definiremos más adelante).

Consideremos un detector constituido por un espejo reflector con un fotomultiplicador ubicado en el foco; el número de fotoelectrones producidos por el fotomultiplicador debido al fondo de luz nocturna será: $N_f \propto B \Omega q t A$, donde: B es la luz de fondo nocturno (estimada por Babcock and Johnson, 1941, y Chuveyev, 1952, en 6.4×10^7 fotones $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$), Ω es el ángulo sólido, q es la eficiencia cuántica del fotomultiplicador, t es el tiempo de integración y A es la superficie del detector. Las fluctuaciones debidas a este fondo pueden ser consideradas fluctuaciones de Poisson, con lo que el ruido debido a ellas será: $N = N_f^{1/2}$. Dado que la señal de una CEA es directamente proporcional a A y q ($S \propto Aq$), la relación señal-ruido será:

$$\frac{S}{N} \propto \sqrt{\frac{Aq}{B\Omega t}}$$

y la mínima energía necesaria para disparar el sistema, o *energía umbral*, será inversamente proporcional a la relación señal-ruido, por lo que podemos escribir:

$$E_U = \sqrt{\frac{B\Omega t}{Aq}}$$

Esta expresión de la energía umbral está directamente relacionada con la habilidad para ver un pulso Cerenkov por sobre la luz nocturna; minimizar el valor de E_u es posible a través de:

- incrementar el área de colección A .
- reducir el tiempo de integración, pero teniendo en cuenta que no puede ser menor a la duración del pulso Cerenkov.
- reducir el campo de visión hasta el límite del tamaño angular de la cascada.

Un parámetro muy útil fue introducido por Weekes (1988) para caracterizar un detector atmosférico Cerenkov es la sensibilidad mínima para detectar un flujo de fotones a una cierta energía. Esto está determinado por la sensibilidad relativa del detector a una señal producida por fotones γ respecto de la señal producida por el fondo. Esta sensibilidad es mejor expresada como el número de desviaciones estándar a la cual una señal es detectada por sobre el ruido de fondo nocturno y está dado por:

$$N_{\sigma} = \frac{A_g T^{1/2} E^{0.8-\alpha}}{\Omega_f^{1/2} A_f^{1/2}}$$

donde:

- A_g es el área de colección para un evento γ
- A_f es el área de colección para un evento producido por un rayo cósmico

- T es el tiempo de observación
- α es el índice espectral integral para una fuente de radiación γ
- Ω_f es el ángulo sólido del detector

Se puede ver entonces que hay parámetros del detector que pueden ser ajustados para optimizar N_σ . Hay varias formas de hacer esto:

- 1.- incrementando el área de colección para eventos γ .
- 2.- menores tiempos de integración, compatibles con la duración del pulso.
- 3.- minimizar el área de colección para eventos producidos por rayos cósmicos.

Es el punto 3 el que ofrece las mayores posibilidades para incrementar la calidad de la detección por medio de técnicas que distingan entre los dos tipos de eventos y rechacen los producidos por rayos cósmicos, pero estos se desarrollaron en lo que se denominan *detectores de segunda generación*. En cambio, los de primera generación no hacen distinción entre ellos sino que buscan anisotropías del fondo de radiación cósmica en dirección a la fuente en cuestión.

2.3.1.2 - Detectores de segunda generación: adecuados para la observación de fuentes puntuales, como púlsares, binarias, fuentes extragalácticas. Como ya hemos mencionado anteriormente, el mayor problema con que debe enfrentarse la Astronomía MAE es el enorme fondo de rayos cósmicos contra los pocos fotones Cerenkov que alcanzan el detector. Es por esto que se desarrollaron los detectores de segunda generación que intentan diferenciar entre la señal generada por el fondo de aquella producida por un fotón Cerenkov. En ambos tipos

de instrumentos el tiempo de integración debe estar en el orden de la duración del pulso Cerenkov para aislarlo del fondo nocturno; pero aún queda el problema de distinguir entre los pulsos producidos por cascadas originadas en un fotón γ de los que produce una partícula cargada (de ahora en más: *cascada- γ* y *cascada- p*). Las dos técnicas que han cumplido con este objetivo se denominan: *muestreo de frente de onda* y *técnica de imágenes*.

- **Detectores de muestreo de frente de onda:** también denominados *de distribución lateral*, deben su desarrollo a Tornabene y Cursimano (1968) e intentan distinguir entre cascadas- γ y cascadas- p registrando la distribución lateral de todas aquellas que llegan a los telescopios. Están formados por un arreglo de detectores espaciados entre ellos por distancias que varían entre los 10 m a 100 m; cada detector consta de un espejo reflector con uno o más fotomultiplicadores en el foco. Están capacitados para determinar la naturaleza de la distribución lateral de las cascadas y su energía, conocida el área de los pulsos registrados por los detectores. Los grupos que utilizan esta técnica son: **DURHAM** (Gibson et al., 1982b), **ASGAT** (Goret et al., 1993) y **THEMISTOCLE** (Baillon et al., 1991).

- **Técnica de imágenes:** como hemos dicho al discutir las diferencias entre las cascadas p y γ , éstas presentan diferencias en cuanto a su forma las cuales, en principio, constituyen una herramienta eliminar las nucleónicas y conservar las electromagnéticas; Hillas y Porter (1961), utilizando intensificadores de luz, pudieron fotografiar pulsos Cerenkov con energías mayores de 10 TeV y mostraron las diferencias morfológicas entre ambos tipos de cascadas mediante

las imágenes que cada una produjo sobre la placa. En base a esta evidencia y extensivas simulaciones, se construyeron *cámaras* que estaban formadas por un arreglo de fotomultiplicadores en el plano focal de un reflector y que obtenían imágenes de alta resolución de los pulsos Cerenkov tanto nucleónicos como electromagnéticos. El análisis de estas imágenes será descripta en el presente capítulo. El grupo pionero en adoptar y desarrollar esta técnica es el **WHIPPLE** (Cawley et al., 1990). Posteriormente otros grupos adoptaron la misma técnica (**HEGRA** (Aharonian et al., 1991a), **CANGAROO** (Ebizusaki et al., 1991)).

Ninguna de las técnicas desarrolladas hasta el momento permite una diferenciación absoluta de una cascada- γ de una cascada-p; lo más que se puede lograr es retener el mayor porcentaje posible de las primeras y rechazar el mayor porcentaje posible de las segundas; como consecuencia de esto, todo método desarrollado para distinguir entre ambos tipos de cascadas debe incluir, necesariamente, la significancia estadística de las observaciones.

2.3.2 - Técnicas de observación:

Existen en la actualidad diferentes maneras de observar una potencial fuente emisora de radiación γ de MAE, dependiendo principalmente de qué tipo de emisión se está buscando y el tipo de fuente en estudio. Si la fuente es extensa se deja el detector fijo en una posición del cielo y se la deja pasar por sobre el campo visual del detector; antes y después del tránsito de

la fuente ha pasado por sobre el detector una zona del cielo que no tiene fuente emisora, por lo que puede utilizarse como región de comparación (Figura 2.3).

Si la fuente es puntual puede buscarse tres tipos de emisión: *continua*, *esporádica* y *periódica*. En cada caso el método de observación es distinto. Si se está investigando emisión continua se utiliza el método *Con/Sin* fuente; el mismo consiste en apuntar el detector hacia el lugar donde se encuentra la potencial fuente y seguirla durante un lapso de tiempo T ; como la tasa de eventos es función del ángulo cenital se apunta el detector a la zona que tiene la misma elevación que tenía la fuente T minutos antes y se observa la región sin fuente durante el mismo tiempo; típicamente las observaciones son de 30 minutos Con Fuente y 30 minutos Sin Fuente; una expresión sencilla nos permite una evaluación rápida de si la fuente es o no emisora:

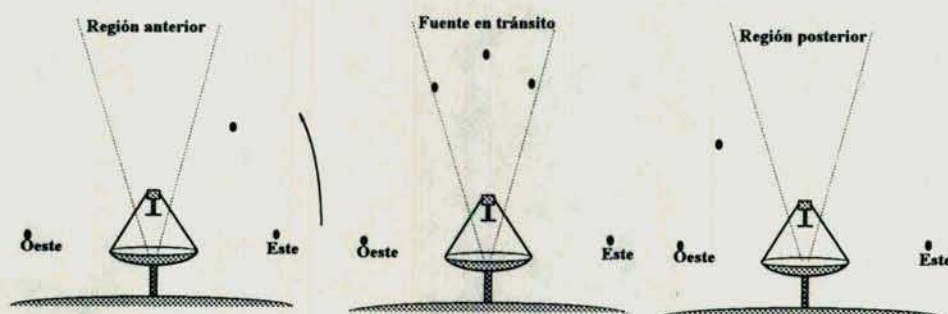


Figura 2.3: Esquema de una observación donde el detector se deja fijo y la fuente transita por el cielo.

$$R = \frac{\# \text{ de eventos en dirección a la fuente entre } \theta_1 \text{ y } \theta_2}{\# \text{ de eventos en dirección a la región de comparación entre } \theta_1 \text{ y } \theta_2}$$

si $R > 1$ entonces la fuente *podría* ser emisora de radiación γ de muy alta energía; pero son necesarios análisis adicionales para determinarlo y que explicaremos en este capítulo. En este punto debe tenerse especial cuidado porque los cambios en las condiciones atmosféricas e instrumentales pueden convertir estas comparaciones en inútiles. Para el caso de emisión pulsada y periódica se sigue la fuente durante un lapso de tiempo, sin necesidad de región de comparación, lo cual permite estudiar variaciones relativas del flujo incidente. La fuente de que trata esta tesis ha sido analizada en todos estos modos por lo cual no nos extenderemos más en estos puntos sino que dejaremos los detalles para más adelante.

2.4 - El Observatorio Whipple:

El **Observatorio Whipple** (Figura 2.4) está ubicado en el Mt. Hopkins, Arizona, Estados Unidos ($31^{\circ} 41' 18''$ de latitud Norte, $110^{\circ} 53' 06''$ longitud Oeste); la profundidad atmosférica es de 780 g cm^{-2} ya que se encuentra a 2320 m de altitud sobre el nivel del mar. Existe allí un detector Cerenkov que consta de un reflector de 10 m de diámetro compuesto de 248 espejos hexagonales que forman una estructura de casquete esférico (Figura 2.5); en el foco se encuentra un arreglo compacto de 109 fotomultiplicadores y que forman la denominada *Cámara de Alta Resolución* (Figura 2.6). El conjunto reflector-cámara está montado en una estructura altitud-azimutal que permite el seguimiento de una fuente en su trayectoria por el firmamento. A pocos metros se encuentra el sistema de adquisición de datos y de control del telescopio, así como el taller de mantenimiento. El **Whipple Observatory Gamma-Ray Group** es un grupo internacional de astrofísica de altas energías compuesto por científicos y técnicos pertenecientes a :



Figura 2.4: Observatorio Whipple.

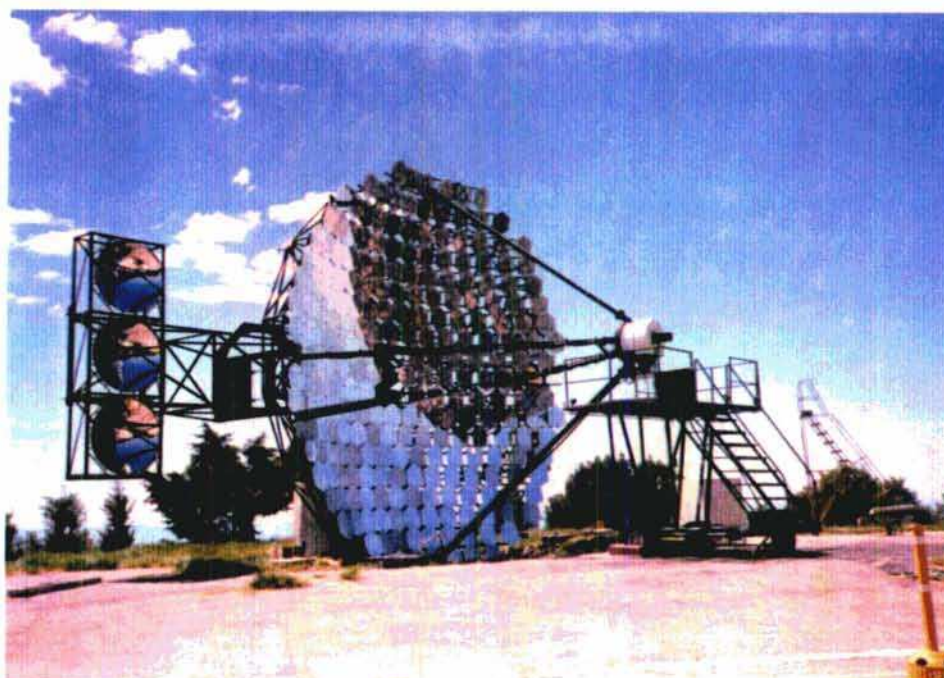


Figura 2.5: Reflector de 10m.

Smithsonian Astrophysical Observatory, Iowa State University, University of Michigan, University College of Dublin, St. Patrick's College Maynooth y la University of Leeds. Los datos tomados por el detector son posteriormente distribuidos a toda la Colaboración para su posterior análisis en base a procedimientos estándar. Las observaciones y análisis que forman esta tesis están originados en observaciones tomadas con el reflector de 10 m y con los métodos convenidos por la Colaboración por lo que haremos una descripción de los mismos.

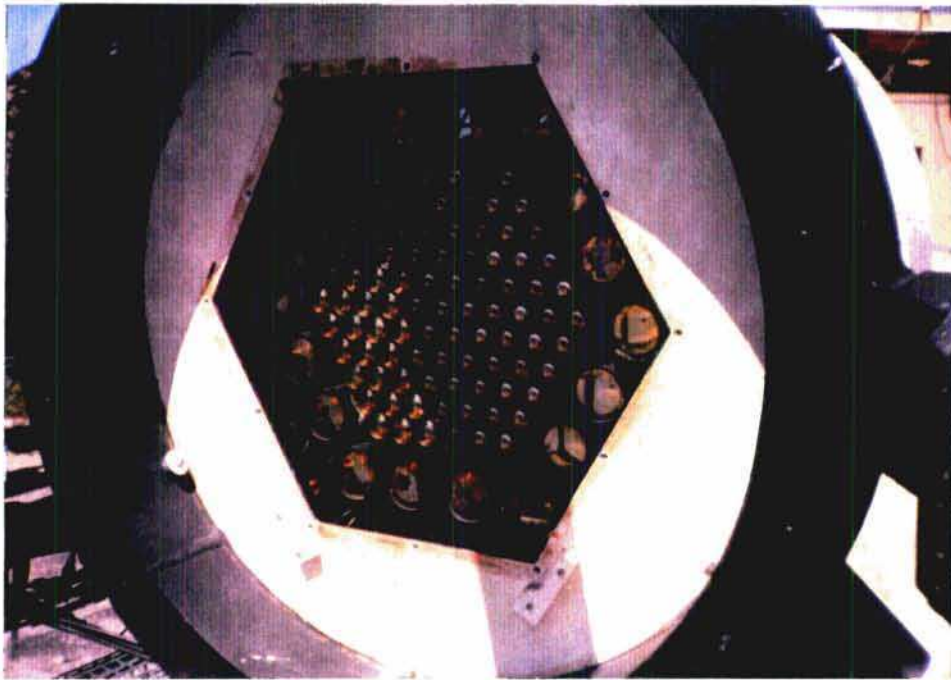


Figura 2.6: Cámara de Alta Resolución.

2.4.1 - Optica:

El Reflector de 10 m (Figura 2.5) está formado por 248 espejos esféricos de 61 cm de diámetro y contorno hexagonal montados sobre una estructura tubular de acero que forma un casquete esférico de 7.3 m de radio y 10 m de apertura. Los espejos tienen 14.6 m de radio de curvatura y están enfocados al centro de curvatura del casquete donde se halla emplazada la cámara de alta resolución. El diseño está basado en el horno solar de Davis and Cotton (1957) e implementado para uso astronómico por Hanbury-Brown (1966). Este permite la construcción de un instrumento de gran apertura que no requiere superficies ópticas parabólicas y que no sufre aberraciones esféricas; la desventaja de este diseño radica en que los rayos de luz que llegan a distintos espejos no tienen igual tiempo de tránsito en los diferentes anillos que componen el sistema hasta la cámara ubicada en el plano focal. Esto resulta en una dispersión de tiempos de arribo de unos 6 ns y teniendo en cuenta que un pulso Cerenkov es de ese orden de duración, hace que el reflector no pueda ser usado para estudios de perfiles temporales de los pulsos; esto no representa un problema ya que no se usa para investigar la morfología del pulso Cerenkov, pero presenta el inconveniente de incrementar el tiempo de integración para permitir la colección de la mayor cantidad de fotones del pulso con el consiguiente incremento del ruido proveniente del fondo nocturno.

Para una fuente puntual ubicada sobre el eje óptico y en el infinito, la única aberración significativa es el astigmatismo de los espejos que forman el anillo exterior del reflector. Para una fuente ubicada fuera del eje óptico se nota la deformación de la imagen a una forma de *coma* pero, debido al particular

diseño del reflector, la imagen pronto toma la forma de cola de cometa; esta es una importante magnitud para determinar la calidad de la óptica del telescopio: medir la dispersión de la señal registrada por el reflector cuando una fuente puntual atraviesa uno de los fotomultiplicadores; la dispersión medida para el reflector de 10 m es de 0.13° RMS. Un detallado estudio de las características ópticas del reflector puede ser encontrada en Lewis (1990).

2.4.2 - Cámara de Alta Resolución:

En el plano focal del reflector se encuentra un arreglo hexagonal de 109 fotomultiplicadores (de ahora en más: FMT); la disposición hasta julio de 1993 consistía en 91 FMTs Hamamatsu R1398 de respuesta rápida, con blindaje magnético, rango espectral 185-650 nm, ganancia: 5.3×10^6 , eficiencia cuántica del 28% a 380 nm y rise-time (tiempo de respuesta) de 2 ns, de 2.9 cm de diámetro separados por una distancia de 3.2 cm entre ellos dispuestos en cinco anillos concéntricos alrededor de un FTM central (Figura 2.7-a). La resolución de la cámara es de 0.25° que es compatible con el mínimo tamaño de la imagen generada por un fotón γ primario. La versión anterior de la cámara (gran parte de las observaciones que forman esta tesis fueron tomadas con esta versión) poseía un anillo exterior de 18 FMTs RCA6342/IV, de 5 cm de diámetro con un campo visual de 0.5° . La nueva versión reemplazó estos 18 FMTs por la misma cantidad de FMTs del mismo tipo que los internos (Figura 2.7-b). El arreglo de FMTs hacen que el área efectiva de los fotocátodos sea del 62.5% del campo visual. La señal generada por cada FMT es transmitida a través de cable coaxil RG58 de 50 m de longitud hasta el sistema de disparo y procesamiento ubicado en el edificio adyacente. Cada FTM

tiene su propia fuente de Alto Voltaje que puede ser ajustado individualmente permitiendo así un mejor control del sistema.

La corriente generada por cada FMT es continuamente monitoreada en un arreglo de LEDs que simula el arreglo de FMTs de la cámara; la intensidad de cada LED es proporcional a la corriente en el tubo que representa. Si la corriente excede un umbral predeterminado (típicamente 40 μA) el LED cambia de color verde a rojo, lo que constituye un permanente monitoreo del brillo del cielo por el cual está apuntando en ese momento el telescopio y así verificar la existencia de estrellas brillantes dentro del campo de visión. En este caso, el o los FMTs afectados por la presencia de una estrella brillante son apagados durante la observación (si fuese una observación en modo Con/Sin fuente, se mantienen apagados los mismos FMTs en ambas). El campo de visión del instrumento es también monitoreado usando una cámara CCD montada debajo de la caja que contiene a la cámara de alta resolución y apuntando a la misma región del cielo. Los datos registrados por esta cámara son posteriormente analizados para determinar la calidad del cielo en el momento de la observación.

Una lámpara de arco de nitrógeno está colocada en el centro del reflector y apuntando hacia los FMTs y se utiliza para normalizar la ganancia de los FMTs al comienzo y finalización de cada sesión de observación.

El sistema de reflector-cámara está soportado por una montura controlada por una PC dedicada a tal objetivo con indicadores de posición digitales (encoders absolutos) que proveen una precisión de 0.1°.

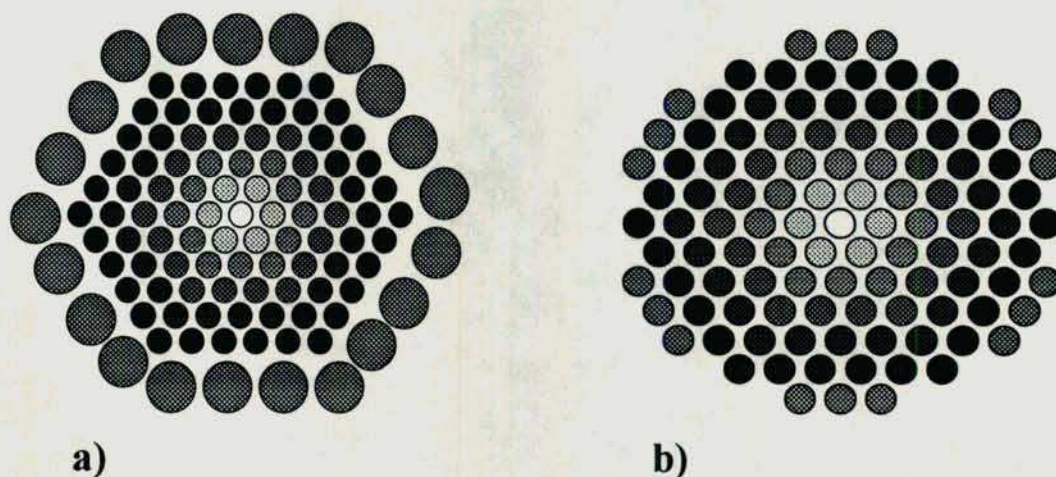


Figura 2.7: a) disposición de la cámara de alta resolución hasta julio de 1993. b) versión actual de la cámara.

2.4.3 - Sistema de adquisición datos:

La función inicial del sistema de adquisición de datos es decidir si un evento que ha disparado el sistema debe ser registrado como un evento Cerenkov o no; debe también registrar el tiempo de arribo de cada evento con la precisión suficiente para permitir un análisis de Fourier para fuentes periódicas y un tiempo muerto (dead-time) lo más pequeño posible para evitar distorsiones del espectro de Fourier. En la Figura 2.8 vemos un diagrama de bloque simplificado del sistema electrónico de adquisición de datos. Cada señal debe superar un nivel predeterminado (threshold), que está típicamente fijo en un valor correspondiente a 40 fotoelectrones generados en el FMT. Entonces, si el pulso superó el discriminador éstos son sumadas obteniéndose una señal *proporcional al número de*

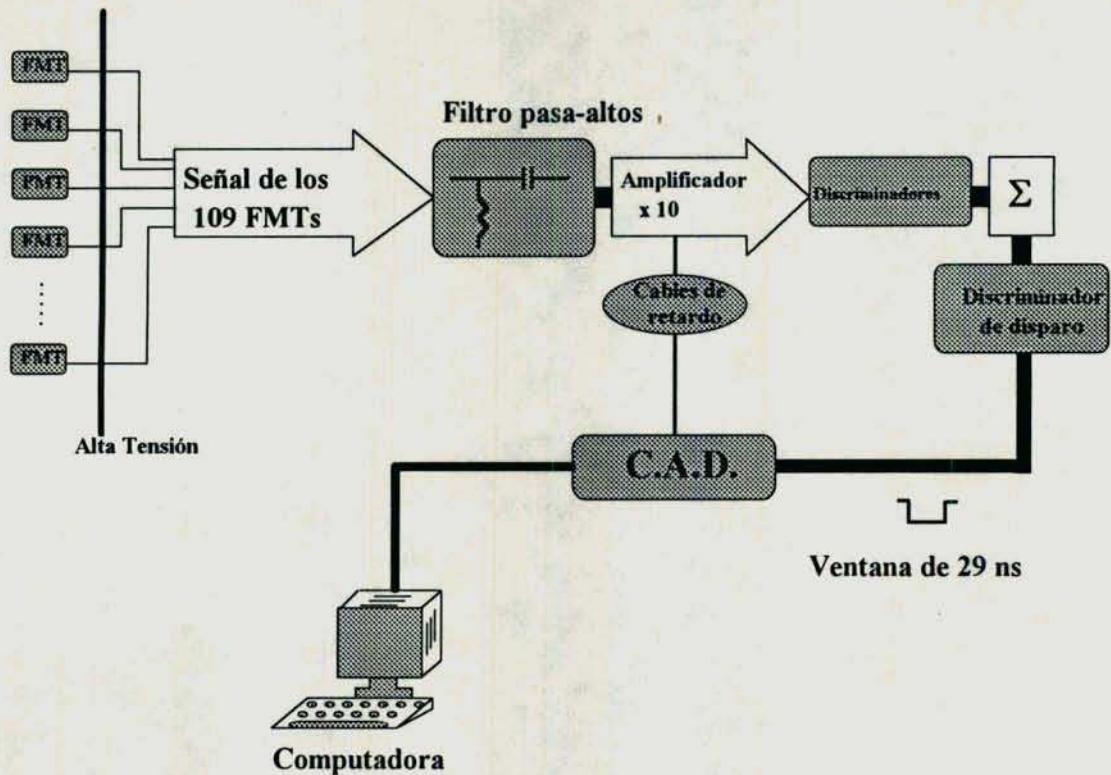


Figura 2.8: Diagrama básico del sistema de adquisición de datos..

señales que superaron el discriminador. Este pulso es enviado a un *discriminador de disparo*, que analiza si el número de canales que ha superado el umbral está por encima de cierto valor denominado *multiplicidad* definido como el número mínimo de canales que deben superar el discriminador para que el evento sea aceptado (el valor normal es de 2 canales). La salida del discriminador de disparo es una ventana (gate) de 29 ns que es enviada a los CAD; este tiempo, aunque relativamente largo, es necesario debido a la dispersión de tiempos de arribo de los eventos provocado por el diseño del reflector del cual ya hemos hecho mención. El retardo producido por los cables tiene como función darle tiempo al circuito generador de la ventana para analizar los pulsos y decidir si debe ser o no aceptado. Supongamos que el

evento es aceptado: en ese caso, las señales de los 109 FMTs son procesadas por el CAD y su salida son *cuentas digitales* (cd) que son grabadas en el disco rígido de una computadora dedicada, junto con el tiempo universal y el sidéreo.

Los datos recogidos durante una noche de observación son sometidos a un proceso de normalización previo a su análisis; el mismo consiste en la sustracción de pedestales y la normalización del campo visual.

- ***sustracción de pedestales:*** se define el valor de pedestal de un CAD como el valor de la salida cuando la señal de entrada es nula. Cada CAD es ajustado a un valor típico prefijado de pedestal de, normalmente, 20 cd . Al comienzo y finalización de cada sesión de observación se toma un archivo con el alto voltaje apagado y grabando unos 500 eventos; el valor de pedestal puede ser calculado tomando el valor medio en cada canal y la desviación σ_p con lo que el valor medido por cada FMT durante una observación tendrá un error de σ_p , típicamente, 3cd .

- ***normalización del campo visual:*** se realiza para compensar las diferentes ganancias que tienen los FMT; se utiliza una lámpara de arco de nitrógeno en conjunción con un difusor; el conjunto está ubicado en el centro del reflector y genera un frente de onda "casi" plano de luz de 2 a 10 ns de duración que iluminan uniformemente el arreglo de detectores y de intensidad suficiente como para disparar los FMTs. Se graban más de 500 eventos de este tipo y se calcula el número promedio de cd para cada FMT (luego de sustraer los valores de

pedestal anteriormente mencionados) y se obtienen un conjunto de 109 factores de normalización.

2.4.4 - Análisis de las observaciones:

Una vez obtenidas las observaciones y aplicados los métodos descriptos con anterioridad, se distribuyen esos datos a todos los miembros de la Colaboración Whipple; corresponde entonces hacer una descripción de los métodos de discriminación de eventos y cálculos de significancia.

La detección de pulsos atmosféricos Cerenkov se realizan al azar y a intervalos de tiempo que son, en promedio, mucho mayores que el tiempo de resolución de la electrónica del instrumento, lo que constituye un ruido de Poisson (Scargle, 1981), por lo que el número de eventos en cualquier intervalo de tiempo está bien descrito por una distribución de Poisson por el cual la verdadera tasa promedio de eventos es aproximada por la tasa local promedio de eventos sobre un intervalo de tiempo mucho mayor que el intervalo bajo estudio. Antes de iniciar una búsqueda de periodicidad en una serie temporal, es necesario una inspección cuidadosa para verificar el comportamiento random de los datos, dado que un ruido sistemático puede producir falsas periodicidades. Supongamos entonces que tenemos un experimento donde *contamos* fotones mediante un detector que es estimulado por una fuente de ruido poissoniano obteniéndose una tasa promedio α . Asumiendo que el tiempo de resolución del detector es suficientemente pequeño, la distribución de Poisson es:

$$P(n, \beta) = \frac{\beta^n e^{-\beta}}{n!}$$

que es la probabilidad de observar n eventos en un intervalo de tiempo τ , donde $\beta = \alpha\tau$ es el número dado de eventos. Esta fórmula fue usada en esta tesis para verificar que los tiempos de arribo estuvieran distribuidos al azar, pero la dependencia de la tasa de eventos con el ángulo cenital hacen que ésta varíe considerablemente; este problema podría ser solucionado determinando el promedio local por cada media hora de observación (Reynolds, 1989).

Una mejor aproximación al problema de control de calidad se obtiene modificando la ecuación anterior para describir la distribución de intervalos de tiempo entre sucesivos eventos, lo que constituye una *distribución de intervalos* descripta por:

$$P(0, \alpha\tau) = K e^{-\alpha\tau}$$

donde la constante K se calcula integrando esta probabilidad con respecto al tiempo desde 0 hasta la longitud del intervalo y esta integral debe ser igual a la unidad. Llegamos entonces a una ecuación que permite predecir el *número esperado de intervalos de tiempo entre τ_1 y τ_2* dado el número total de eventos $N_0 = \alpha T$:

$$N(\tau_1, \tau_2) = \frac{N_0 (e^{-\alpha\tau_2} - e^{-\alpha\tau_1})}{1 - e^{-\alpha T}}$$

Cuando tratamos con observaciones tomadas en el modo Con/Sin fuente, esto es, estamos intentando determinar si una fuente puntual es emisor de radiación γ , la información disponible son cuentas digitales (cd) tomadas de la zona donde se encuentra la misma contra una zona de comparación; si se encuentra que la diferencia entre las *cd* de la zona Con fuente es mayor que la zona Sin fuente, queda por evaluar la probabilidad estadística que se asigna a esa observación positiva, o sea, determinar la *significación estadística* o *nivel de confianza* de la detección; se intenta, en definitiva, determinar si la fuente en estudio es emisor de radiación γ o si el exceso es debido a fluctuaciones estadísticas del fondo nocturno. Este problema fue estudiado y desarrollado por Li & Ma (1983) y, dado que es el método que aplicaremos, haremos una somera descripción del mismo: sea una observación de la cual se han obtenido los siguientes datos (Figura 2.9):

- el número de eventos sobre la fuente, N_e , obtenidos en un tiempo t_e .
- el número de eventos en la región de comparación, N_f , obtenidos en un tiempo t_f .

Se define al cociente entre los tiempos de observación sobre la fuente y sobre la región de comparación: $\alpha = t_e/t_f$ que es simplemente un factor de normalización para la cantidad de eventos tomados en ambas observaciones. Podemos definir la cantidad de eventos a considerar para el cálculo estadístico como: $N_c = \alpha N_f$, y la señal vendrá dada por:

$$S = \frac{N_e - \alpha N_c}{\sqrt{N_e + \alpha^2 N_c}} \quad (2.1)$$

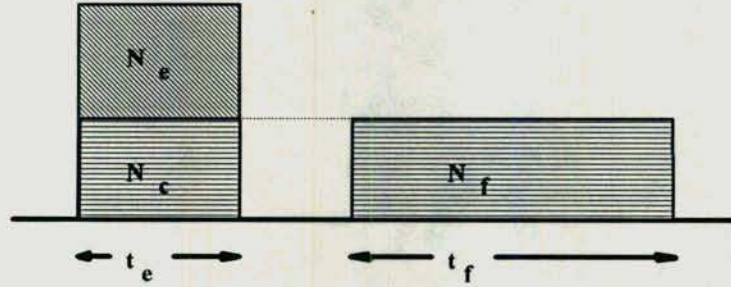


Figura 2.9: Observación típica en astronomía MAE.

La ec. 2.1 se reescribe para el caso de observaciones Con/Sin fuente, donde el tiempo *sobre* la fuente es igual al tiempo fuera de ella y, en consecuencia, $\alpha = 1$, a:

$$S = \frac{N_e - N_c}{\sqrt{N_e + N_c}} \quad (2.2)$$

El mejor ajuste a una distribución gaussiana lo lograron usando el método de *inferencia estadística* que utiliza $\langle N_c \rangle = 0$ como hipótesis nula, y cuyo valor de significancia viene dado por:

$$S = \sqrt{2} \left\{ N_e \ln \left[\frac{1+\alpha}{\alpha} \left(\frac{N_e}{N_e + N_f} \right) \right] + N_f \ln \left[(1+\alpha) \left(\frac{N_f}{N_e + N_f} \right) \right] \right\}^{1/2} \quad (2.3)$$

ecuación que introduce el menor desvío sistemático en el cálculo de significancias cuando $\alpha \neq 1$. Para los cálculos de significancia de esta Tesis usaremos la ecuación 2.2.

Una vez calculada la significancia s de una detección, podremos obtener el *nivel de confianza* de esa detección y será el valor de la función de Gauss integrada entre $-s$ y s . En este trabajo adoptaremos como criterio para la detección de una fuente el nivel de 3σ de significancia, que corresponde a un nivel de confianza del 99.86%, que equivale a obtener un resultado de 3σ entre 750 debido a fondo.

2.4.5 - Análisis de fuentes periódicas:

Las primeras observaciones de fuentes que se sabían periódicas por ser emisoras en otras longitudes de ondas, típicamente radiopúlsares, fueron realizadas por Charman et al. (1968) y Fazio et al. (1968); ellos analizaron algunos púlsares utilizando el período conocido de datos radioastronómicos, pero era evidente que si esos objetos emitían radiación γ en el rango de 1 TeV el flujo debía estar por debajo de la sensibilidad del instrumental de entonces; incluso a menores energías (algunos MeV) una potente emisor como el púlsar del Cangrejo no era detectable. Hubo que esperar al lanzamiento de satélites como el SAS-2 y el COS-B para que confirmaran que el Cangrejo y Vela eran fuertes emisores por encima de los 30 MeV.

El requisito básico para realizar un análisis periódico es un sistema de medición y registro de tiempo de gran exactitud para que los errores de medición de tiempo sean mucho menores que los períodos buscados. Siempre que sea posible se deberá buscar datos de ese objeto a menores energías donde la fuente sea suficientemente luminosa como para obtener una estimación confiable del período y, a partir de esos parámetros, construir una curva de luz con los datos obtenidos a altas energías.

Desafortunadamente no existe un conjunto de reglas para análisis periódico de observaciones en el rango de los TeV debido a la incerteza en la forma de la curva de luz y de la baja relación señal/ruido. Existen algunos métodos que se usan con frecuencia en la astronomía MAE, pero ninguno es totalmente aceptado por la comunidad científica como absolutamente confiable; queda a criterio del investigador aplicar aquellos criterios que se ajusten mejor a cada objeto o conjunto de objetos. Describiremos algunos de los más populares y que serán de utilidad en el desarrollo de la presente Tesis.

En todos los casos se trata de, dado una muestra consistente en tiempos de arribo de los eventos, buscar desviaciones significativas del comportamiento aleatorio.

- **Plegamiento de épocas (epoch folding):**

Este método ha sido extensamente discutido (Leahy et al. 1983a, 1983b; Leahy 1987); consiste en dividir las fases del púlsar ϕ_i en m celdas,

resultando una distribución de fases cuya desviación de la uniformidad es indicativa de la presencia de una señal; usando la estadística χ^2 de Pearson, definida como:

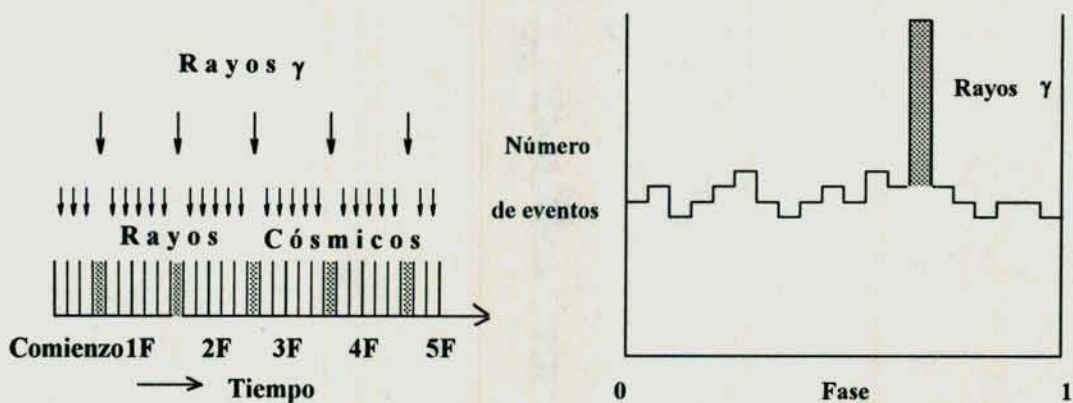
$$\chi^2 = \sum_{j=1}^m \frac{(x_j - \bar{x})^2}{\sigma_j^2}$$

donde: x_j = número de eventos en la celda j

\bar{x} = número medio de eventos por celda

σ_j^2 = la variancia asociada a x_j

Si no hay señal pulsada, el número de eventos por celda estará sujeto sólo a fluctuaciones de Poisson, ya que $\sigma_j^2 = \bar{x}$, con lo que la estadística será una chi-cuadrado con $(m-1)$ grados de libertad. Por lo tanto, un valor alto de χ^2 , con una baja probabilidad asociada debida a alguna fluctuación, es indicativa de una detección positiva.



Este método tiene la desventaja de que no existe uniformidad de criterio en cuanto al número de celdas en que debe ser dividido el conjunto de datos; si se adopta un criterio y luego se intenta otro diferente (o sea, elijo un número de celdas *a priori*, analizo y luego lo reemplazo por otro) se incurre en una penalidad estadística, ya que esto incrementa el número de pruebas reduciendo la significancia del resultado. También debe tenerse en cuenta que si el número de eventos por celda es pequeño, la distribución χ^2 deja de tener validez.

- **Test de Rayleigh:**

La estadística de Rayleigh fue desarrollada por Lord Rayleigh en 1894 como una herramienta para estudiar la migración de las aves. Fue introducido por Gibson et al. (1981) en la astronomía de MAE y es una de las herramientas de análisis más usadas en la astrofísica de altas energías.

Básicamente, la estadística de Rayleigh, \bar{R} , está formada por una combinación de vectores unitarios $\{\bar{e}_i\}$ (con $i = 0, \dots, (N-1)$ con N el número total de eventos que forman la muestra) que provienen de un conjunto de fases del púlsar ϕ_i tales que los vectores forman ángulos $2\pi\phi_i$ con respecto a la dirección correspondiente a $\phi = 0$. La longitud \bar{R} del vector que especifica la dirección media del conjunto $\{\bar{e}_i\}$ está dado por:

$$\bar{R} = \frac{1}{N} \left\{ \left[\sum_{i=0}^{N-1} \cos(2\pi\phi_i) \right]^2 + \left[\sum_{i=0}^{N-1} \sin(2\pi\phi_i) \right]^2 \right\}^{1/2}$$

donde un valor alto de \bar{R} se asocia a una desviación significativa de la distribución uniforme del conjunto de fases del púlsar. Si $N > 100$, la probabilidad P de obtener un valor dado de \bar{R} (bajo la hipótesis nula H_0 : *los eventos detectados son debidos al fondo de rayos cósmicos*) se evalúa usando el hecho que $2N\bar{R}$ está distribuída como χ^2_2 , esto es:

$$P(\geq 2N\bar{R} | H_0) = e^{-N\bar{R}^2}$$

y se define la *Potencia del test de Rayleigh* (al período que está siendo evaluado) como:

$$R_p = N\bar{R}^2$$

por lo que podemos escribir:

$$N\bar{R} = \frac{1}{N} \left\{ \left[\sum_{i=0}^{N-1} \cos(2\pi\phi_i) \right]^2 + \left[\sum_{i=0}^{N-1} \sen(2\pi\phi_i) \right]^2 \right\}$$

A diferencia de la técnica de Plegamiento de Epocas, el test de Rayleigh es poderoso para la detección de curvas de luz anchas y de tipo sinusoidal, pero se debe ser cuidadoso en el caso de una curva de luz que presente múltiples picos; por ejemplo, supongamos una curva de luz con dos picos gemelos separados por 0.5 de fase. Un análisis usando el test de Rayleigh probablemente no

detectaría esa fuente si los pulsos fueran de amplitud similar; esto es porque los vectores asociados a los dos picos serían opuestos y tenderían a anularse mutuamente produciendo un valor pequeño de la estadística. Este test fué aplicado a los datos de AE Aquarii tanto crudos como los seleccionados por algún criterio (que describiremos en 2.5) para detectar periodicidad en el movimiento de rotación de una de las componentes del sistema, tanto la frecuencia fundamental (≈ 33 seg) como en el primer armónico (≈ 16.5 seg) y que describiremos en detalle en el Capítulo 4.

- **Test de Pearson:**

Para curvas de luz con picos angostos se utiliza este test donde en una muestra de tamaño n las fases son acumuladas en m celdas. La correspondiente curva de luz se somete a una prueba de uniformidad mediante la fórmula:

$$S_{m-1} = \sum_{i=1}^n \frac{(x_i - n/m)^2}{(n/m)^2}$$

x_i es el número de eventos en la celda i distribuidos como χ^2_{m-1} para $n/m > 5$. Este test fué aplicado para la detección de periodicidad en el movimiento orbital del sistema (≈ 9.88 hs) y que describiremos en el Capítulo 4.

2.5 - Técnica de imágenes

Como paso previo al análisis de las observaciones obtenidas con el reflector de 10 m del Whipple Observatory, es imprescindible conocer en detalle el análisis que se realiza de cada evento recogido para discriminarlo del fondo de radiación cósmica.

2.5.1 - Breve historia de su desarrollo

Básicamente se trataba de encontrar la manera de diferenciar entre las cascadas γ y las cascadas p que permitieran conservar las primeras y descartar las últimas. Como ya hemos discutido en el Capítulo 1 (§1.4.3.3), existen características propias de cada tipo cascada que pueden ser utilizadas para este fin y una de ellas se basa en la diferente forma que poseen ambas cascadas sobre el plano focal de un telescopio Cerenkov. Los primeros cálculos analíticos fueron desarrollados por Zatsepin (1965) y las primeras simulaciones numéricas por Rieke (1969) y Castagnoli et al. (1972); todas ellas indicaban que la forma promedio de una cascada γ es circular para parámetros de impacto pequeños y que se va deformando, adquiriendo forma de cometa (cuasi-elíptica) a medida que el parámetro de impacto crece, que es equivalente a decir que el eje de la cascada se aleja del eje del telescopio (Figura 2.10 y 2.11). Otro efecto del incremento del valor del parámetro de impacto es que la imagen comienza a despalzarse del centro de la cámara, por lo que la dirección de arribo de la cascada y la orientación de la elipse guardan una estrecha relación. Este efecto es aplicable tanto a las cascadas- γ como a

las cascadas- p ; sin embargo estas últimas proceden de partículas que llegan de direcciones aleatorias debido a la distribución isotrópica de los rayos cósmicos.

En el año 1985 se realizaron nuevas simulaciones utilizando computadoras mucho más poderosas (Plyasheshnikov & Bignami, 1985) tomando como modelo al telescopio de 10 m del Whipple. Las conclusiones a que se llegaron fueron que las imágenes generadas por un fotón γ es más regular que la de un rayo cósmico; que la orientación del eje mayor de la elipse medido respecto de la línea que une el centroide de la imagen con la posición de la fuente, α , servía como discriminador; que las fluctuaciones de luz a lo largo del eje mayor de la elipse, χ^2 , que son mayores en el caso de p que γ , era también un buen discriminador. De allí los autores concluyeron que una combinación de esos dos discriminadores, α y χ^2 , incrementaría la relación señal/ruido en un factor de 4 ó 5. Para ello descartaron aquellas imágenes con parámetros de impacto muy pequeños o muy grandes (puesto que, o son circulares o quedan fuera del campo visual).

Casi simultáneamente, Hillas (1985) realizó otro conjunto de simulaciones para el telescopio de 10 m y sobre cascadas γ y p . Ambas fueron diseñadas para una fuente centrada en el campo visual de la cámara y tomando las siguientes distribuciones de energías:

$$\text{Cascadas } \gamma \rightarrow E^{-2.25} dE$$

$$\text{Cascadas } \gamma \rightarrow E^{-2.65} dE$$

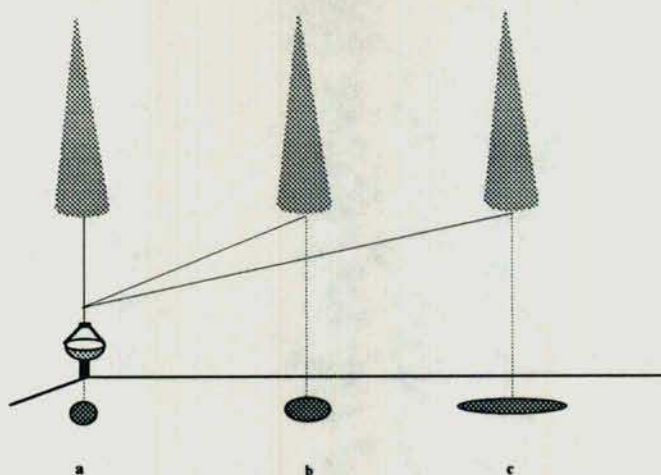


Figura 2.10: Esquema simplificado de cómo se generan las imágenes en un telescopio atmosférico Cerenkov para diferentes parámetros de impacto D :
a) $=0$; b) >0 ; c) $\gg 0$.

Los parámetros de impacto se variaron sobre un área de 500 m de diámetro y se incluyeron efectos ópticos tales como: astigmatismo y aberraciones e imperfecciones en la superficie de los espejos. En la Figura 2.12 podemos ver una imagen producida por una cascada p y una γ así como una superposición de esta última sobre la cámara de alta resolución.

Hillas obtuvo los mismos resultados anteriores en cuanto a que las imágenes de una cascada- γ eran más cortas y estrechas y con menores fluctuaciones que una cascada- p , siendo el tamaño promedio de las primeras de 0.5° y de 1° para las segundas; pero sus simulaciones mostraron por primera vez *imágenes anillo*, que son aquellas que poseen una componente muónica mayor que lo normal y que produce un ensanchamiento de la imagen producida por protones.

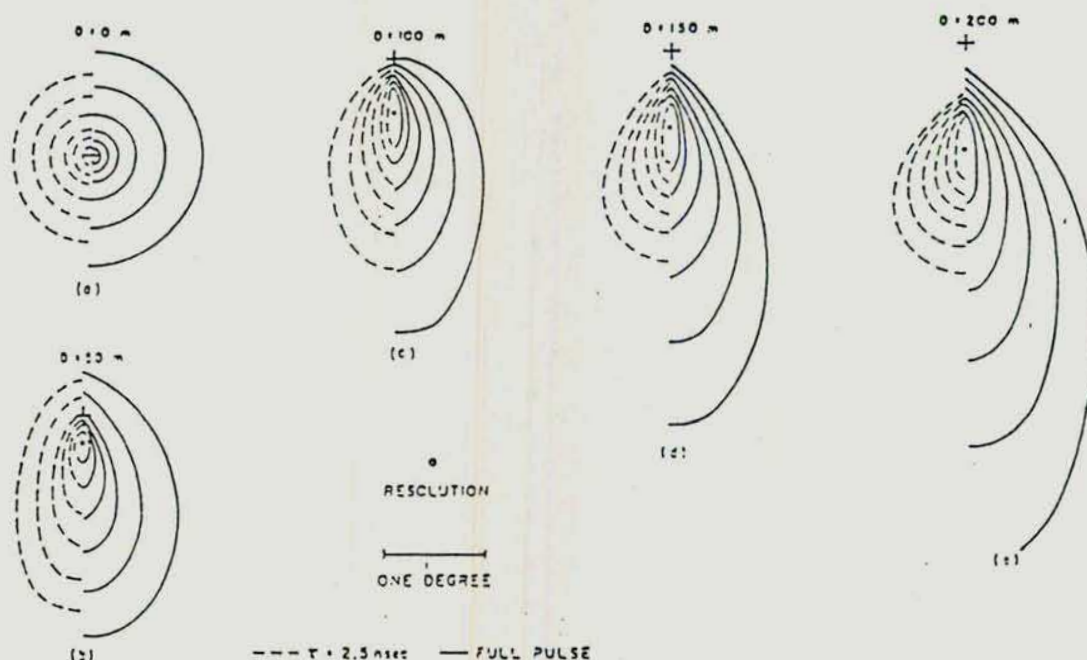


Figura 2.11: Características angulares de imágenes simuladas que se forman en un telescopio Cerenkov atmosférico generadas por un fotón γ de 0.1 TeV y para distintos parámetros de impacto. Cada isofota representa una reducción de intensidad por un factor $\sqrt{10}$. Las líneas llenas representan el pulso completo de luz y las punteadas son como aparecerían en un detector con un tiempo de integración de 2.5 seg. (Rieke, 1969).

El paso siguiente era lograr un conjunto de parámetros para discriminar entre cascadas p y γ basado en el trabajo de Plyashnikov & Bignami (1985); así se llegó a la conclusión que las imágenes con *ancho*, *largo* y *orientación* grandes debían descartarse. Hillas definió una serie de parámetros que son actualmente utilizados para analizar las imágenes obtenidas en la cámara de alta resolución del telescopio de 10 m.

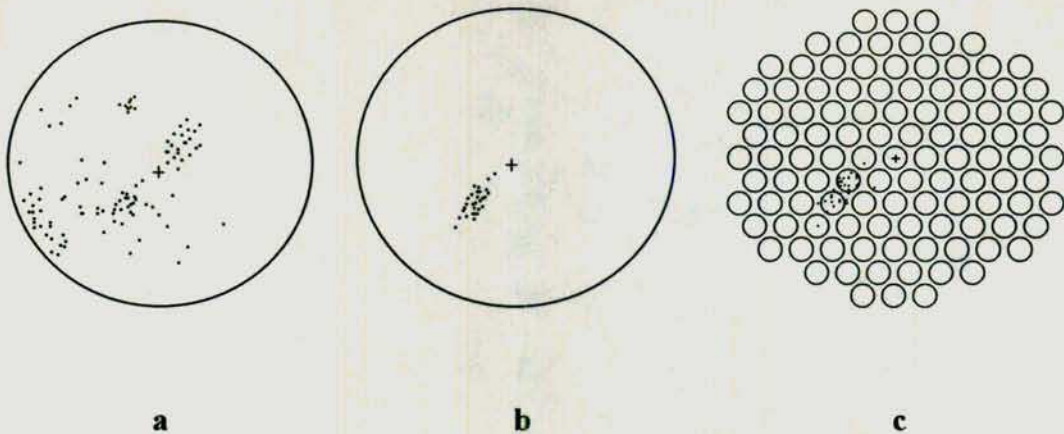


Figura 2.12: Imágenes de una cascada producida por un a) protón de 1 TeV; b) fotón γ de 320 GeV; c) la misma imagen en la cámara de alta resolución.

2.5.2 - Parametrización de imágenes:

Las definiciones dadas por Hillas (1985) para parametrizar una imagen son (Figura 2.13):

- **Ancho:** dispersión RMS a lo largo del eje menor de la imagen.
- **Largo:** dispersión RMS a lo largo del eje mayor de la imagen.
- **Distancia:** separación entre los centros del campo visual y de la imagen.
- **Orientación (α):** ángulo formado entre el eje mayor de la imagen y la línea que une el centro de la imagen con el centro del campo visual.

- **Tamaño:** número total de *cuentas digitales (cd)* de los fototubos involucrados en la imagen.
- **Ancho-azimutal:** ancho RMS de la imagen respecto al eje que une los centros del campo visual y de la imagen.

Podemos visualizar físicamente estos parámetros observando anterior; las definiciones matemáticas de los mismos se pueden encontrar en el Apéndice I.

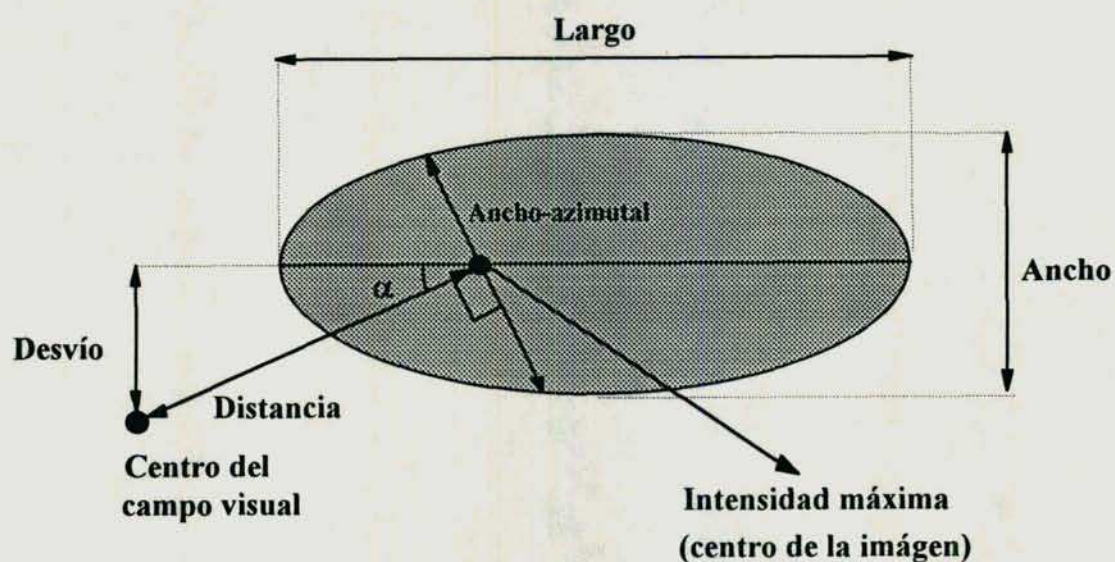


Figura 2.13: Parámetros de imagen según Hillas (1985).

Ya hemos dado las definiciones de Hillas para los parámetros de una imagen; analizemos ahora sus dependencias en función de cantidades físicas conocidas:

- el *tamaño* de la imagen está relacionado con la cantidad de fotones que se generan en la cascada y, por tanto, es proporcional a la energía de fotón primario.
- la *orientación* es el ángulo que forman el eje del telescopio y el eje de la cascada; es claro, entonces, que un ángulo grande indicará que la dirección a la que el telescopio está apuntando no coincide con la dirección de la cascada.
- la *distancia* depende del parámetro de impacto y de la energía del primario (pues a menor energía del primario, mayor altura de inicio de la cascada).
- la *forma* es la proyección del desarrollo lateral (*ancho*) y del desarrollo longitudinal (*largo*) de la cascada.

Con la definición de parámetros de imagen desarrolladas anteriormente, Hillas (1985) aplicó las simulaciones a la cámara de alta resolución consistente en los 91 fototubos de 2,5 cm y los 18 tubos externos de 5 cm ubicada en el plano focal del reflector de 10 m. Se obtuvieron las distribuciones de los parámetros para eventos γ simulados y eventos p observados (Lang, 1991); se descartaron aquellos eventos donde el máximo de la imagen se localizara en el anillo

exterior de 18 fototubos o en el fototubo central (zonas 6 y 0). El resultado se muestra en la Figura 2.14 puede apreciarse claramente la separación de los dominios de eventos γ y p ; entonces, para diferenciar entre los dos tipos de cascadas se definen valores de aceptación para eventos γ denominados *cortes* (cuts); queda entonces determinada la *Técnica de Imágenes* como la que utiliza estos cortes para discriminar entre eventos generados por un fotón primario γ y uno iniciado por un protón.

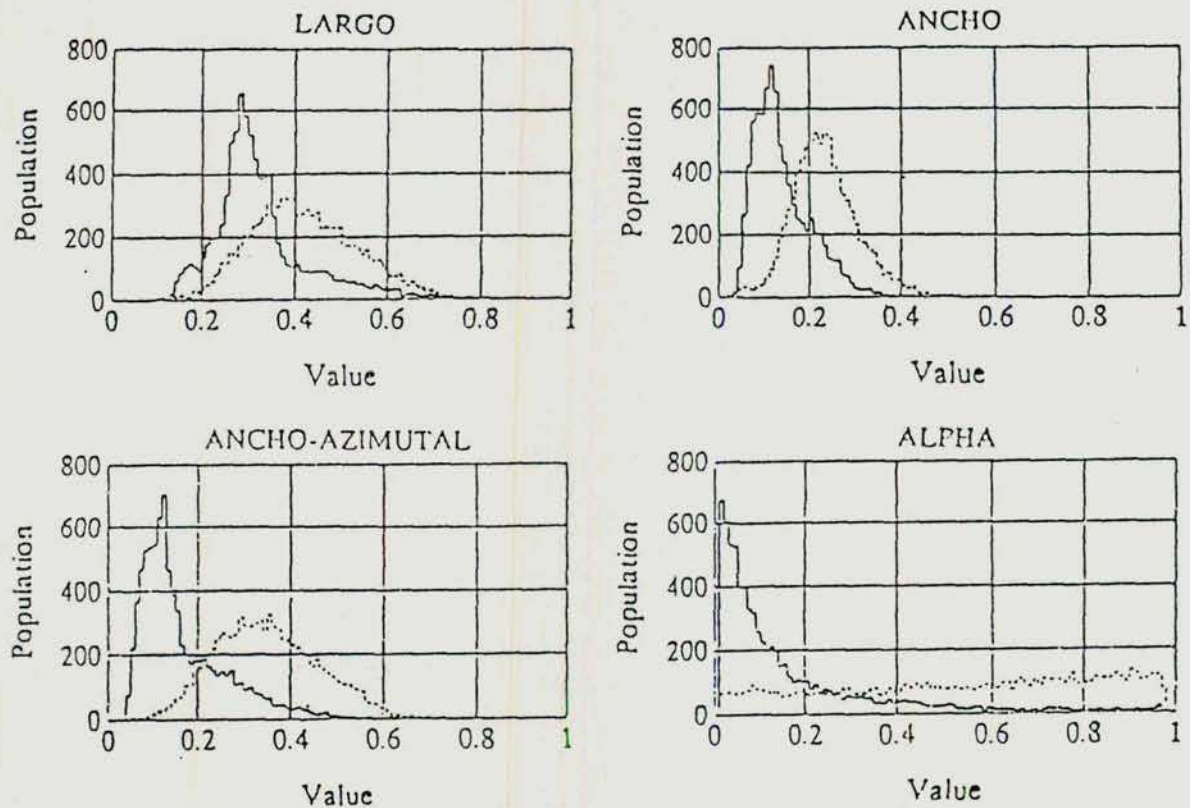


Figura 2.14: Dominios de los parámetros de Hillas.

2.5.3 - Aplicación a la Nebulosa del Cangrejo:

De acuerdo a lo expuesto en la sección anterior, la selección de eventos iniciados por un fotón y contra un evento iniciado por un hadrón se basa en las simulaciones que definen dominios de validez de los parámetros de imagen; quedan de esta forma determinados ciertos valores *aceptables* denominados *cortes*. Mostraremos a continuación la aplicación de este método a las observaciones realizadas sobre la Nebulosa del Cangrejo durante el período 1988-89 y cuyos resultados pueden encontrarse en Vacanti et al. (1991).

La Nebulosa del Cangrejo fué observada entre noviembre de 1988 y marzo de 1989 utilizando el reflector de 10 m con la Cámara de Alta de Resolución en el plano focal; la versión de la cámara es aquella que consistía en 91 fototubos de 2.5 cm y 18 de 5 cm. La técnica de observación adoptada fué la de *Con/Sin* fuente, por lo que el tiempo efectivo de observación de la fuente es del 50% del tiempo total. Se tomaron 77 pares en total de los cuales se seleccionaron 65 que constituyen la base de datos para el posterior análisis. Esta misma fuente había sido ya reportada por el grupo con observaciones realizadas con la versión anterior de la cámara (37 fototubos de 5 cm) y cuyos resultados pueden consultarse en Weekes et al., 1989; por lo tanto, el objetivo principal de estas nuevas observaciones era el de demostrar que la nueva versión de la cámara significaba un incremento de la potencia del sistema. Cada evento que disparaba el sistema era sometido a una serie de filtros para determinar si se los analizaba posteriormente.

Usando el parámetro *Ancho-azimutal* y tomando las zonas 2 a 5 de la cámara o sea, eliminado el anillo de fototubos exteriores y el central junto a su anillo, se encontraron un total de 14.622 eventos *sobre la fuente*, 11.389 eventos en la región de comparación, siendo la diferencia de + 3.233 eventos, o sea, una significancia de + 20σ . Esto representó una mejora respecto de la detección anterior (Weekes et al., 1989) de 3-4 veces en la relación señal/ruido y de 10 veces respecto un telescopio convencional que no use el sistema de imágenes (Fazio et al., 1972).

Para determinar los mecanismos productores de fotones γ en una fuente, es menester la determinación del espectro de energías; en el caso de la Nebulosa del Cangrejo se tienen datos desde el rango de radioondas hasta los MeV, pudiéndose agregar, ahora, información proveniente de la parte superior del espectro. Existen algunas fuentes reportadas en el rango de los TeV a EeV, entre ellas, Cygnus X-3, Vela X-1 y Her X-1 (Weekes, 1987) donde se puede representar el espectro integral por una ley de potencias con un índice espectral de -1.0 ; sin embargo, la medición de flujos integrales por medio de diferentes instrumentos ubicados en diferentes lugares y, por supuesto, distintos tiempos, no son confiables debido a la ausencia de una fuente estándar y de una calibración absoluta de los telescopios (umbrales de energía, áreas de colección y, por tanto, niveles de flujo). Los telescopios atmosféricos Cerenkov son instrumentos adecuados para la medición de energía dado que:

- la luz Cerenkov es una componente calorimétrica de la cascada electromagnética y, por lo tanto, una buena medida de la energía primaria.

- los detectores ópticos poseen un amplio rango dinámico.

Estas propiedades han significado que este tipo de telescopios hayan sido colocados junto con experimentos de UAE para este propósito. Pero los que utilizan la técnica de imágenes tienen ventajas adicionales:

- el campo visual es grande y puede detectar la imagen total del evento.
- gran rango dinámico debido a la gran cantidad de pixeles involucrados.
- mejor medición de la posición del centroide de la imagen.

Simulaciones Monte Carlo mostraron que existe una relación directa entre el tamaño de la imagen (que es el número total de fotoelectrones en todos los fototubos) y el espectro de energía del primario. Se encontró que para un detector con ángulo cenital nulo apuntado a una fuente ubicada en el centro del campo visual, la altura del pulso es una buena medida de la energía de la fuente; esta relación se mantiene en el rango de energías que va entre los 100 GeV y los 10 TeV para eventos con valores de *distancia* entre 0.68° y 0.95° , que implica que el núcleo de la cascada está entre 50 m y 125 m del centro del campo visual, y para valores del *ancho-azimutal* menores de 0.16° .

Se aplicó este criterio de selección al conjunto de datos obteniéndose 6.933 eventos **Con fuente** y 4.734 eventos **Sin fuente** que

pasaron la selección y posteriormente distribuidos en celdas de 100 fotoelectrones cada uno. Se ajustó la curva a una ley de potencias entre 400 GeV y 4 TeV y se derivó un índice espectral diferencial de $-2,4 \pm 0,1$ para los datos **Con-Sin fuente**, por lo que se concluye como mejor estimación para el espectro de la fuente a la ley dada por:

$$N(E)dE = 2,5 \times 10^{-10} (E / 0,4 \text{ TeV})^{-2,4 \pm 0,3} \text{ fotones.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$$

para: $400 \text{ GeV} < E < 4 \text{ TeV}$

2.6: Métodos de análisis de datos:

El desarrollo de las técnicas de discriminación entre eventos producidos por rayos γ de aquellos que constituyen el fondo se basan en simulaciones para la optimización de *cortes* en uno o más parámetros de la imagen. Los primeros fueron *ancho azimutal* y *distancia* derivados por Hillas (1985) y que permitieron la detección de la Nebulosa del Cangrejo en un nivel de 20σ de significancia (Vacanti et al., 1991). Este método utilizaba una *limpieza* de la imagen que consistía en eliminar cualquier fototubo que registrara menos de 10 cd como proceso previo a la parametrización. El establecimiento de la Nebulosa del Cangrejo como fuente patrón ha permitido el desarrollo de nuevos métodos de análisis entre los que se destaca el método de Supercortes y que describiremos a continuación.

2.6.1 - Supercortes:

Este método ha sido descripto por Punch et al. (1991) y se basa en la optimización de los parámetros *largo*, *ancho*, *distancia* y *orientación* y en una limpieza de la imagen mucho más elaborada que en los métodos previos. Aquí se definen dos zonas de la imagen: *figura* y *contorno* con sus respectivos umbrales u_f y u_c . Estos valores

ya no representan una cantidad mínima de cd en un pmt, sinó que está definida como el número de desviaciones estándar de los valores de pedestal σ_p que la señal de los fototubos debe superar para ser parte de la figura o el contorno. La *figura*

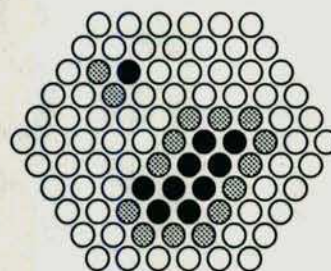


Figura 2.14: ejemplo de un evento donde se muestran los fototubos que definen el contorno (gris) y la figura (negro).

La *figura* queda entonces determinada por aquellos fototubos que tengan, como mínimo, $u_f \sigma_p$ cuentas digitales y los que forman el *contorno* superen las $u_c \sigma_p$ cuentas digitales y que sean adyacentes a un tubo de la *figura*. En la figura 2.14 puede verse un ejemplo de un evento de este tipo.

Podemos resumir los pasos que se siguen con los

Supercortes así:

- para cada conjunto de datos se determinan los valores de pedestales y su desviación.
- susbstracción de los valores de pedestales de cada evento.
- los fototubos que han sido apagados durante la observación son anulados.
- los fototubos que no pertenecen ni a la figura ni al contorno son anulados.
- aplicación de las ganancias obtenidas por la lámpara de nitrógeno.
- eliminación de eventos que no pasen el nivel de disparo de software (que ha variado a lo largo de las distintas observaciones, como veremos luego), o los que presenten tamaño de la imagen negativo.
- parametrización de los eventos aplicando los criterios de Hillas.
- selección de eventos utilizando *supercortes*.

La optimización de los parámetros produjo los siguientes valores para los *cortes* y de umbrales para *figura* y *contorno*:

- Discriminación por *forma*:

$$\begin{array}{rclcl} 0.073 & < & \text{ancho} & < & 0.15 \\ 0.16 & < & \text{longitud} & < & 0.3 \end{array}$$

- Discriminación por *orientación*:

$$\begin{array}{rclcl} 0.51 & < & \text{distancia} & < & 1.1 \\ & & \text{desvío/distancia} & < & 0.26 \quad (\alpha < 15^\circ) \end{array}$$

Reanalizando las observaciones presentadas por Vacanti et al. (1991), y utilizando esta nueva forma de parametrización de la imagen, la significancia de esas observaciones se incrementó hasta 34σ , pero hay que hacer la salvedad de que este resultado no puede ser tomado como verdadero dado que se aplicaron *a posteriori*, por lo que su validez es nula para ellos. Sin embargo, cuando se aplica (*a priori*) a datos tomados con posterioridad (Reynolds et al., 1993), se obtienen:

- período 1989-90 (20.5 horas de observación): 24.5σ .
- período 1990-91 (18 horas de observación) : 17.6σ .
- Total 1988-91 (68.4 horas de observación): 45.5σ .

Este método es el estándar para el análisis de las fuentes observadas por el Grupo de Radiación y del Observatorio Whipple; continuamente se realizan trabajos de optimización de los parámetros dado que *supercortes* está completamente probado para rangos de energías por debajo de 1 TeV (donde posee su mayor eficacia) y la versión anterior de la cámara de alta resolución.

2.6.2 - Supercortes extendidos:

La necesidad de contar con un conjunto de *cortes* que permitiera el análisis de eventos de mayor energía llevó al desarrollo de los

supercortes extendidos, obtenidos mediante simulaciones Monte Carlo y para la versión anterior de la cámara, por Mohanty (comunicación privada); para obtener los valores de los cortes, para cada parámetro definido por Hillas (*ancho*, *largo*, *alpha* y *distancia*) se procedió a graficar ese parámetro contra el número total de cd en la imagen (*ncd*), después de la sustracción de pedestales, equalización de las ganancias y limpieza de la imagen y se encontró el mejor ajuste a esa curva. Luego se eligió una banda paralela a la curva ajustada; para *largo*, *ancho* y *alpha* la forma funcional para el ajuste resultó ser de la forma: $cte1 \times \ln(ncd) + cte2$, mientras que para *distancia* es una constante independiente del valor de *ncd*. Las funciones que se obtuvieron son:

$$0.0258 \times \ln(ncd) - 0.063 < ancho < 0.0258 \times \ln(ncd) - 0.009$$

$$0.0222 \times \ln(ncd) + 0.046 < largo < 0.0222 \times \ln(ncd) + 0.164$$

$$alpha < 24.44 - 2.06 \times \ln(ncd)$$

$$0.7 < distancia < 1.42$$

Valores de Supercortes Extendidos obtenidos por simulaciones Monte Carlo para la versión 1991-1992 de la Cámara de Alta Resolución

$$0.0254 \times \ln(ncd) - 0.115 < ancho < 0.0254 \times \ln(ncd) - 0.009$$

$$0.0201 \times \ln(ncd) + 0.029 < largo < 0.0201 \times \ln(ncd) + 0.163$$

$$alpha < 29.48 - 1.59 \times \ln(ncd)$$

$$0.46 < distancia < 1.17$$

Valores de Supercortes Extendidos obtenidos por simulaciones Monte Carlo para la versión 1993-1995 de la Cámara de Alta Resolución

La dependencia funcional de los parámetros con el número total de cuentas digitales en la imagen (*tamaño*) y, a su vez, la relación entre éste y la energía del primario motivó que sean usados los *supercortes extendidos* por primera vez sobre datos reales obtenidos de fuentes confirmadas, para la determinación de la *Relación de dureza* (Capítulo 3) y para el estudio de AE Aquarii (Capítulo 4), conjuntamente, en este último caso, con el análisis estándar.

CAPITULO 3

Relación de Dureza: desarrollo del método y aplicación.

3.1 - Introducción:

La determinación del espectro de energía de una fuente emisora es, sin lugar a dudas, una de las tareas más importantes en el estudio de los mecanismos que permiten acelerar las partículas hasta las velocidades relativísticas necesarias para producir emisión de fotones γ en el rango de los TeV; en el caso de las observaciones de fotones γ en el rango de las MAE utilizando la técnica atmosférica Cerenkov existen algunas dependencias de la energía con parámetros instrumentales y las condiciones en que se toman las observaciones que hacen que los resultados no sean de la calidad necesaria para establecer una ley espectral absoluta de una fuente; las mediciones de flujos integrales con diferentes telescopios en distintos periodos de observación carecen de confiabilidad a causa de la falta una calibración absoluta de los mismos (energías umbrales, áreas de colección y, por tanto, niveles de flujos detectados); además, muchas de las fuentes parecen ser variables (Fegan, 1990) lo que dificulta aún más la determinación de ese espectro. Por lo tanto se prefieren mediciones realizadas por un único instrumento de amplio rango dinámico y en un determinado periodo de tiempo.

La componente de luz Cerenkov de una cascada atmosférica es una medida calorimétrica de la cascada total y, por lo tanto, de la energía de la partícula primaria. Una de las ventajas de la técnica de imágenes sobre los detectores convencionales es que permite medir (si bien en forma aproximada) el valor del parámetro de impacto de la cascada, a través del parámetro *distancia*, puesto que éste está definido como el desplazamiento del centroide de la imagen respecto del eje óptico. De esta manera pueden seleccionarse cascadas comprendidas dentro de un cierto rango de parámetros de impacto (y por lo tanto, de distancia) donde la densidad lateral es aproximadamente uniforme.

Como mencionamos anteriormente, otro de los problemas es la falta de una calibración absoluta de un telescopio Cerenkov; investigaciones conducidas en esa dirección (Rovero et al., 1993) pueden superar, en un futuro cercano, esa limitación; básicamente se trata de encontrar un factor de conversión entre el número de fotones que inciden en un fototubo y el número de fotoelectrones generados ($n_{cd} = k n_{fe}$) y que constituyen la señal que, transformada a cuentas digitales, será utilizada para construir la ley espectral de la fuente. La cantidad de luz que puede colectarse de un pulso Cerenkov es proporcional a la reflectividad de los espejos, pero la luz nocturna que constituye el ruido de fondo es proporcional a la raíz cuadrada de la reflectividad; por lo tanto, a bajos valores de reflectividad (que es el caso del reflector de 10 m en los años 1989-91) la señal está contaminada con ruido de fondo, pero es muy difícil evaluar en qué porcentaje. La tasa de eventos que registra el telescopio no es sólo función de la reflectividad sino que hay otros factores, tales como: condiciones

atmosféricas distintas en cada observación (incluso, durante el desarrollo de la misma observación), elevación de la fuente, variación en la ganancia de los fmts, etc.

En el caso particular del Whipple y de aquellos grupos que utilicen la técnica de imágenes, y, en consecuencia, los parámetros definidos por Hillas, se presentan otras incertidumbres generadas en la dependencia de esos parámetros con la energía de la partícula primaria o, dicho en otros términos, la dependencia con la cantidad de luz total en la cascada; se puede entender esta dependencia por el hecho de que a medida que incrementamos el valor de esa energía primaria, se incrementa la probabilidad de que la partícula penetre más profundamente en la atmósfera y, por tanto, el máximo desarrollo de la cascada se produce a menor altitud, más cerca del detector.

El primer intento de derivar una ley espectral diferencial para la Nebulosa del Cangrejo basada en datos obtenidos por el Observatorio Whipple (seleccionados usando el parámetro *ancho-azimutal*) fué realizado utilizando simulaciones Monte Carlo que mostraron que había una relación lineal entre la intensidad de luz medida y la energía del fotón γ primario para energías entre 0.4 y 4 eV para parámetros de impacto entre 50 y 125 m (Vacanti et al., 1991). El espectro resultante fué ($0.4 \text{ TeV} < E < 4.0 \text{ TeV}$):

$$\frac{dN(E)}{dE} = 2.5 \times 10^{-10} (E / 0.4 \text{ TeV})^{-(2.4 \pm 0.1 \pm 0.3)} \text{ fotones } m^{-2} s^{-1} \text{ TeV}^{-1}$$

Posteriormente se realizaron simulaciones más detalladas que indicaban que relación entre la intensidad de luz y la energía del primario era más compleja que una simple relación lineal (Lewis et al., 1993). En primer lugar, se cambia

el criterio de selección se modifica para que el área de colección del telescopio sea lo más grande posible y relativamente independiente de la energía. Esto se logra usando un criterio de selección que sea dependiente de la energía, aunque a costa de perder significancia estadística; y, segundo, se establece un método para estimar la energía del primario. Estas simulaciones llevaron a una ley espectral diferencial del tipo ($0.4 \text{ TeV} < E < 4.0 \text{ TeV}$):

$$\frac{dN(E)}{dE} = (1.48 \pm 0.09 \pm 0.41) \times 10^{-7} (E / \text{TeV})^{-(2.69 \pm 0.09 \pm 0.3)} \text{ fotones m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$$

Los errores sistemáticos provienen de la incertidumbre en la estimación de la energía umbral, la cual, a su vez, se deben principalmente a la incerteza en la reflectividad de los espejos al tiempo que se realizaron las mediciones; se estiman los errores sistemáticos suponiendo $\pm 25\%$ de variación en la reflectividad asumida. El espectro resultante se muestra en la Figura 3.1 y comparado con el espectro previsto por el modelo Sincrotrón-Compton (de Jeager y Harding, 1992).

De la figura es posible observar una dispersión en los valores de flujo absoluto. Existe acuerdo en ambos grupos que han medido un espectro de que el índice espectral integral es -1.6, pero existe desacuerdo en el flujo por un factor de 3, lo que muestra la dificultad inherente a este tipo de determinaciones.

Una forma de independizar el resultado de todos los factores que introducen las incertidumbres arriba descriptos será desarrollada en la sección siguiente; será posible obtener una primera aproximación al problema de

establecer cómo varía el flujo de energía emitido por la fuente, aunque sin poder cuantificar ese flujo.

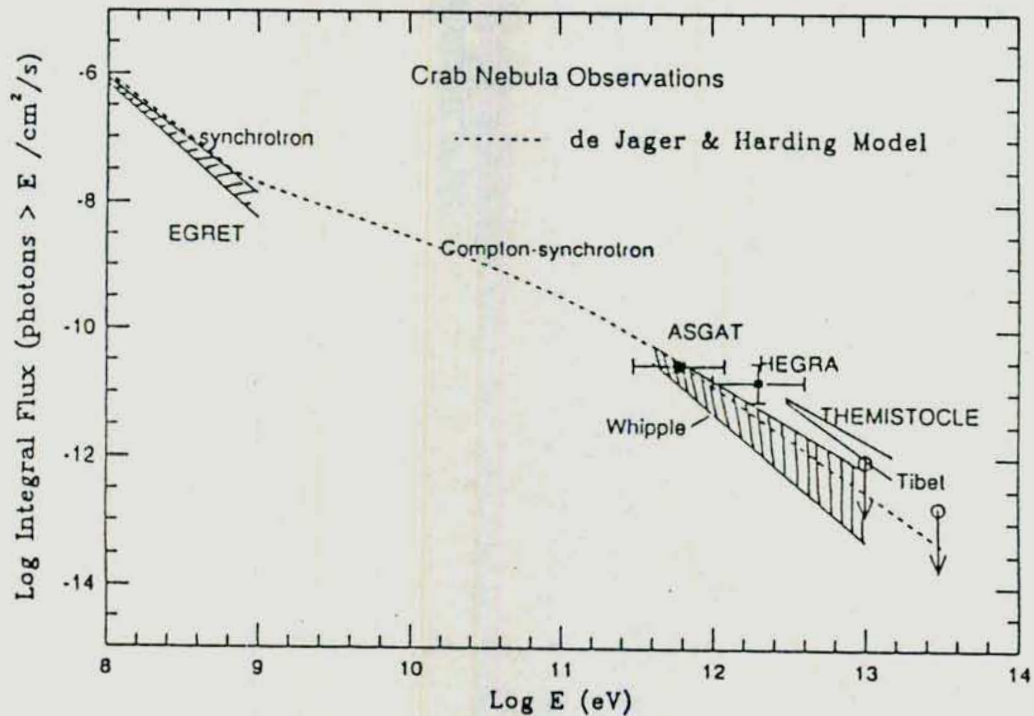


Figura 3-1: Espectro integral de la Nebulosa del Cangrejo (Lamb, 1993).

3.2 - Desarrollo del método:

Supongamos una expresión general para el espectro diferencial de una fuente dado por:

$$\frac{dN}{dE} = k E^{\gamma}$$

donde: N : número de eventos

E : la energía

k : una constante de proporcionalidad

γ : coeficiente espectral

integrando la ecuación anterior entre dos valores dados de energía se tiene:

$$N_2 - N_1 = \frac{k}{-\gamma+1} [E_2^{-\gamma+1} - E_1^{-\gamma+1}] \quad (3.1)$$

definamos una nueva constante:

$$K = \frac{k}{-\gamma+1}$$

con lo que la ec. 3.1 queda:

$$N_2 - N_1 = K [E_2^{-\gamma+1} - E_1^{-\gamma+1}]$$

En general, para dos valores de energía podemos escribir:

$$N_{i+1} - N_i = K [E_{i+1}^{-\gamma+1} - E_i^{-\gamma+1}]$$

si ahora suponemos que el valor de la energía es proporcional al número de cuentas digitales (cd) de la forma:

$$E_i = c S_i$$

donde : S_i es el número de cuentas digitales (tamaño) de la imagen, tendremos:

$$N_{i+1} - N_i = cK [S_{i+1}^{r+1} - S_i^{r+1}] = K' [S_{i+1}^{r+1} - S_i^{r+1}]$$

donde la constante K' absorbe todas las otras constantes. Definamos entonces la *Relación de Dureza* como:

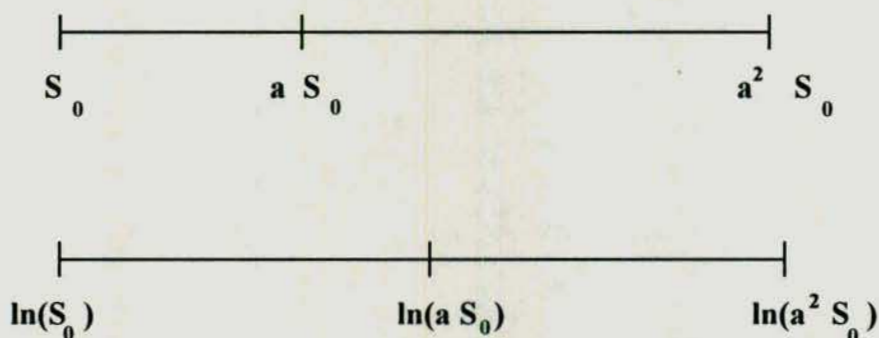
$$R_i = \frac{N_i}{N_{i+1}} = \frac{S_{i+1}^{r+1} - S_i^{r+1}}{S_{i+2}^{r+1} - S_{i+1}^{r+1}} \quad (3.2)$$

con lo que nos independizamos de todas las constantes y sólo se involucra el error en la determinación del número de cuentas digitales para cada imagen.

3.3 - Aplicación a distintas fuentes:

El grupo Whipple ha detectado hasta la publicación de esta Tesis, tres fuentes emisores de radiación γ en el rango de las MAE; la determinación del espectro de cada una de ellas es materia de controversias, por lo que se aplicará la relación de dureza deducida anteriormente a cada una de ellas en un intento de tener una idea de cuán abrupto es el espectro y qué debe esperarse en cuanto a la detección en otros rangos de energía. Las tres fuentes detectadas son: Nebulosa del Cangrejo (Vacanti et al., 1991; MRK421 (Punch et al., 1993) y MRK501 (Quinn et al., 1995), donde se tienen dos fuentes extragalácticas y una galáctica. Las observaciones de las fuentes fueron realizadas utilizando la nueva versión de la cámara y con los conos de luz colocados; estos últimos son una máscara reflectante que cubre las zonas comprendidas entre los fototubos y dirigen la luz hacia ellos. El procedimiento utilizado se basa en la idea de seleccionar eventos cuyas imágenes estén comprendidas entre un valor mínimo y

uno máximo y agruparlos en tres diferentes intervalos, pues necesitamos sólo dos números para determinar una recta; basta, entonces, con encontrar la relación del número de eventos contenidos en dos de ellos respecto del restante para así tener una idea de la pendiente de la recta que ellos representan; sea N_1 el número de eventos en exceso en un rango de tamaño de la imagen comprendido entre S_0 y $(a * S_0)$ y N_2 el número de eventos en exceso en un rango $(a * S_0)$ y $(a * (a * S_0))$; esto equivale a elegir rangos de igual tamaño logarítmico, con lo que evitamos el problema de que el segundo tienda a infinito; esto es sencillo de ver a partir de:



pues:

$$\log(a S_0) - \log(S_0) = \log(a S_0 / S_0) = \log a$$

$$\log(a^2 S_0) - \log(a S_0) = \log(a^2 S_0 / a S_0) = \log a$$

la determinación del valor de a surge de una inspección de la figura 3.2. Como puede apreciarse, si agrupamos los eventos por su **tamaño** en celdas de 100 dc cada una existen tres zonas para las cuales la variación es, aproximadamente, constante; esto es mejor visualizado en los gráficos interiores donde se tomó el logaritmo del número de

eventos. Otro efecto que se observa es una marcada asimetría en los eventos con *tamaño* < 400 dc; queda entonces determinando el valor de $a = 2.5$ que define los siguientes intervalos: $400 < S_1 < 1000$; $1000 < S_2 < 2500$ y $2500 < S_3 < 6250$, con lo que, utilizando la ec. 3.2 y sustituyendo los valores de S_i , quedan definidas dos relaciones:

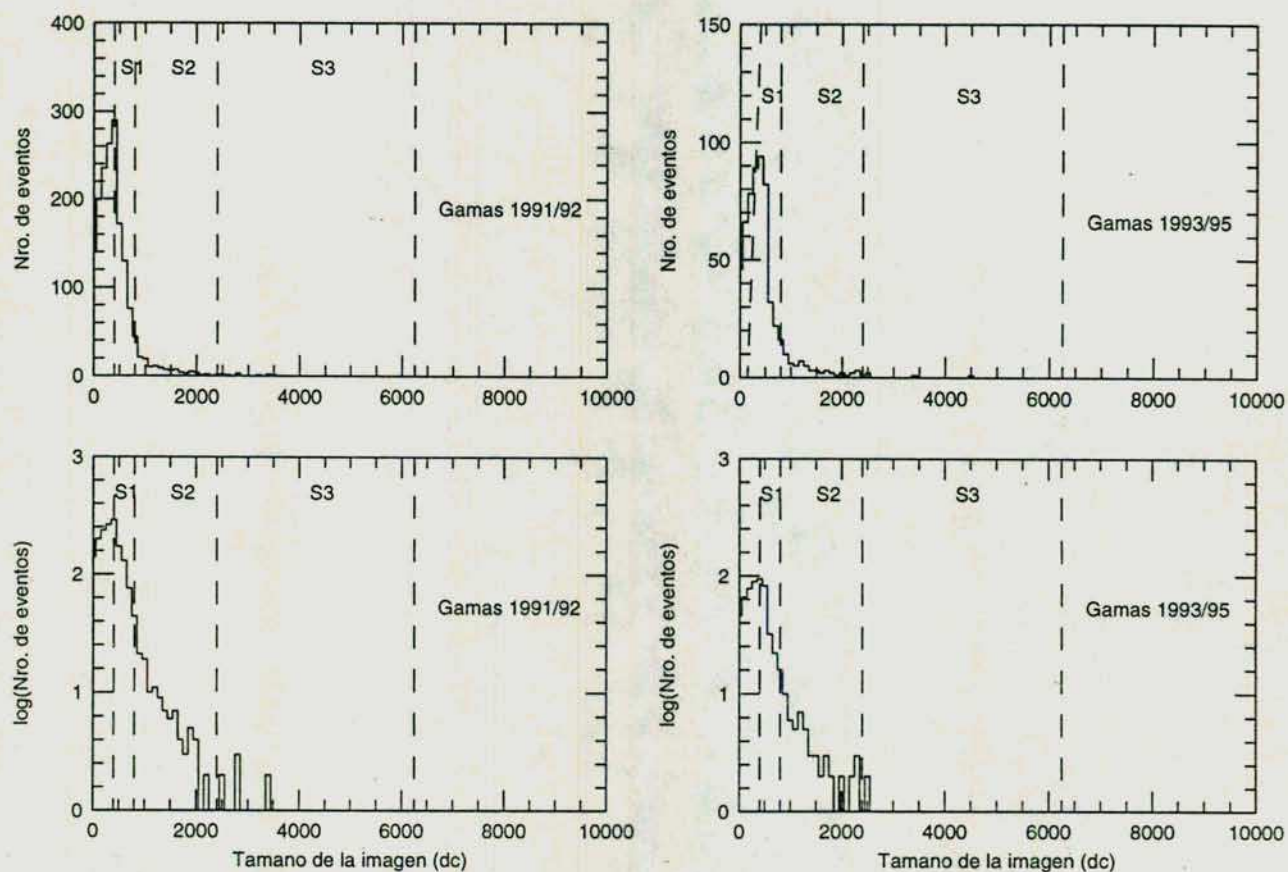


Figura 3-2: Distribución de eventos seleccionados por tamaño y agrupados en intervalos de 100 dc; se muestran las tres zonas elegidas: S_1 , S_2 y S_3 .

$$R_1 = \frac{\# \text{ eventos en exceso en la región 1}}{\# \text{ eventos en exceso en la región 2}} = \frac{N_1}{N_2}$$

$$R_2 = \frac{\# \text{ eventos en exceso en la región 1}}{\# \text{ eventos en exceso en la región 3}} = \frac{N_1}{N_3}$$

La determinación del error en el cálculo surge de aplicar la fórmula de propagación de errores de un cociente: sea x una variable que es función de, al menos, otras dos variables u y v que son las realmente medidas. Puede expresarse la variancia de x (σ_x^2) como una función de las variancias de u y v (σ_u^2 , σ_v^2) en forma aproximada como:

$$\sigma_x^2 \cong \sigma_u^2 \left(\frac{\partial x}{\partial u} \right)^2 + \sigma_v^2 \left(\frac{\partial x}{\partial v} \right)^2 + 2\sigma_{uv} \left(\frac{\partial x}{\partial u} \right) \left(\frac{\partial x}{\partial v} \right) + \dots \quad (3.3)$$

Los dos primeros términos son promedios de los cuadrados de las desviaciones que, normalmente, dominan sobre los restantes. Si hubiera variables adicionales para la determinación de x , sus contribuciones a la variancia de x producirían términos similares. El tercer término se anula cuando las variables son no correlacionadas.

Para la determinación del error en la relación de dureza, debemos utilizar el caso en que la variable x depende como el cociente de u y v , esto es:

$$x = \pm a \frac{u}{v}$$

por lo que la ec. queda:

$$\frac{\sigma_x^2}{x^2} = \frac{\sigma_u^2}{u^2} + \frac{\sigma_v^2}{v^2} - 2 \frac{\sigma_{uv}^2}{uv} \quad (3.4)$$

y dado que las mediciones están no correlacionadas, el tercer término es nulo; además, la desviación de cada variable es la raíz cuadrada de la variable ya que asumimos distribución de Poisson, esto es:

$$\sigma_u = \sqrt{u} \quad \text{y} \quad \sigma_v = \sqrt{v}$$

por lo tanto, la ec. 3.4 queda reducida a:

$$\sigma_x = \frac{u}{v} \sqrt{\frac{1}{u} + \frac{1}{v}}$$

para el caso de la Relación de Dureza, donde $u = N_j$ y $v = N_{j+1}$, el error queda expresado como:

$$\sigma_{R_i} = \frac{N_i}{N_{i+1}} \sqrt{\frac{1}{N_i} + \frac{1}{N_{i+1}}}$$

Aplicaremos estos resultados a las tres fuentes detectadas por el Whipple y obtendremos su relación de dureza. En todos los casos los datos utilizados corresponden a la última versión de la cámara, esto es, aquella que cuenta con los 109 pmts. de 2.9 cm y conos de luz instalados. Los eventos que fueron seleccionados

son aquellos que pasaron los *supercortes extendidos*, dado que estos son más sensibles a las altas energías. Dado que los datos utilizados corresponden a los años 1994 y 1995, se aplicó el conjunto de *Supercortes Extendidos* dado en el Capítulo 2 (§ 2.6.1 y 2.6.2); este conjunto surge de simulaciones y nunca habían sido aplicados a datos reales, lo que exige una optimización para obtener la mayor significancia estadística posible. Se seleccionaron 10 pares C/S fuente de la Nebulosa del Cangrejo tomados durante 1995 y se les aplicaron distintos conjuntos de valores de los parámetros hasta obtener aquel que maximizara la significancia. La mayor diferencia con el conjunto original se observa en el parámetro *distancia*; esto es debido a que las simulaciones no tuvieron en cuenta la nueva versión de la cámara con el reemplazo del anillo exterior de 18 fnt de 5 cm de diámetro por 18 fnt de 2.9 cm; si se tuvo en cuenta en esas simulaciones la presencia de los cono de luz.

$$0.0261 \times \ln(ncd) - 0.11 < ancho < 0.0261 \times \ln(ncd) - 0.009$$

$$0.0201 \times \ln(ncd) + 0.029 < largo < 0.0201 \times \ln(ncd) + 0.163$$

$$alpha < 28.7 - 1.61 \times \ln(ncd)$$

$$0.51 < distancia < 1.0$$

Este conjunto de parámetros fué aplicado a las tres fuentes detectadas por el Grupo de Radiación y del Observatorio Whipple:

- **Nebulosa del Cangrejo:** se seleccionaron los mejores pares Con/Sin fuente tomados durante Diciembre de 1994, Enero y Febrero de 1995; en total, son 9 los pares elegidos.

- **Markarian 501:** existe un amplio conjunto de datos tomados en este período; se seleccionaron 45 pares Con/Sin fuente en base a la calidad de los datos sobre más de 90 pares del total.

- **Markarian 421:** esta fuente mostró, durante los meses de abril y mayo, un notable incremento en su intensidad de emisión, por lo que, con el propósito de determinar su comportamiento cuando mostraba esa característica y cuando no, se seleccionaron tres diferentes tipos de observaciones:

- 14 pares durante alta intensidad.
- 14 pares de baja intensidad.
- 38 pares en todos los estados.

El número de eventos que pasaron la selección de los *Supercortes Extendidos* en los casos anteriores son:

Fuente	N ₁	N ₂	N ₃
Crab	277	115	38
MRK 501	270	92	35
MRK 421 (baja)	148	51	18
MRK 421 (alta)	347	104	14
MRK 421 (mixto)	682	201	41

Con lo que, aplicando las ecuaciones anteriores y su error, obtenemos:

Fuente	$R_1 (N_1/N_2)$	$R_2 (N_1/N_3)$
Crab	2.41 ± 0.27	7.29 ± 1.26
MRK 501	2.93 ± 0.35	7.71 ± 1.39
MRK 421 (baja)	2.90 ± 0.47	8.22 ± 2.05
MRK 421 (alta)	3.34 ± 0.37	24.79 ± 6.76
MRK 421 (mixto)	3.39 ± 0.27	16.63 ± 2.67

La Nebulosa del Cangrejo es la fuente más observada por el grupo Whipple y se han realizado intentos de determinar la ley espectral (Vacanti et al., 1991; Lewis et al., 1993); el más reciente resultado (§ 3.1) indica una ley del tipo:

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{-2.69}$$

En cuanto a Markarian 421 se estableció, en base a simulaciones Monte Carlo, una ley del tipo (Mohanty et al., 1995):

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{-2.06}$$

De acuerdo a estos resultados mostramos en un gráfico log-log la ley espectral en ambos casos (Figura 3.3). Sin embargo, y de acuerdo a los resultados obtenidos al aplicar la Relación de Dureza, la forma funcional es exactamente inversa a lo obtenido anteriormente por medio de las mediciones y los cuales adolecen de los problemas mencionados al inicio de este capítulo.

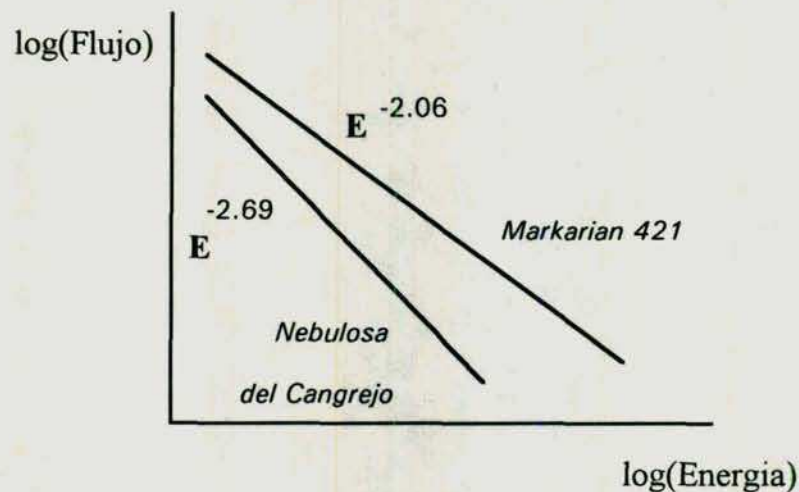


Figura 3.1: Diagrama esquemático que muestra la ley espectral de la Nebulosa del Cangrejo y Markarian 421.

En cuanto a la tercera fuente, Markarian 501, aún no se ha determinado la ley espectral de la misma; los valores calculados al aplicar la Relación de Dureza será un importante indicio para su validación final.

3.4 - Conclusiones:

La aplicación de la Relación de Dureza a las fuentes detectadas hasta el presente por el Observatorio Whipple provee una primera aproximación al problema de determinar cómo se comporta la fuente en el rango de las MAE; las leyes espectrales deducidas hasta el presente para la Nebulosa del Cangrejo y Markarian 421 y su comparación con los obtenidos por este método muestran que aún nos encontramos en la necesidad de perfeccionar los métodos de calibración absoluta de un telescopio Cerenkov y minimizar los errores. El resultado de la sección anterior obliga, además, a una revisión de los índices espectrales determinados para esas dos fuentes. El método aquí desarrollado será adoptado como análisis estándar para toda nueva fuente que sea detectada por el grupo.

CAPITULO 4

AE Aquarii: Descripción, observaciones, análisis y resultados.

Describiremos en el presente capítulo una de las fuentes observadas, esto es, AE Aquarii, sus anteriores reportes por otros grupos y los resultados por ellos obtenidos; posteriormente se aplicarán los métodos de análisis descritos en el Capítulo 2 a las observaciones obtenidas por el Observatorio Whipple sobre esta fuente en un intento de determinar si es o no emisora de radiación γ en el rango de los TeV, tanto en modo de emisión continuo, esporádico o periódico.

Es imprescindible advertir al lector que dada la extensión de los análisis realizados por el autor, no se han incluido la totalidad de los mismos para no perder claridad y, por tanto, mostraremos ejemplos representativos de cada tipo. Aquel lector interesado en una inspección detallada, podrá encontrar en el Apéndice IV los resultados discriminados tanto por modo como por año y, en el caso del modo

periódico, cada una de las observaciones individuales y, cuando ello sea posible, agrupadas coherentemente.

4.1 - Introducción

La Astronomía de Radiación γ de Muy Alta Energía es un campo de la Física relativamente nuevo y, sin dudas, en pleno desarrollo. Como tal, la detección de fuentes emisoras de este tipo de radiación, el desarrollo de modelos teóricos que expliquen el modo en que emiten, la implementación de nuevas técnicas de observación y análisis de datos constituyen las tareas principales para la fundamentación de esta ciencia sobre bases sólidas. La detección incuestionable como fuente estable de emisión de radiación γ de la Nebulosa del Cangrejo (Vacanti et al., 1991; Akerlof et al., 1992), de Markarian 421 (Punch et al., 1993) y Markarian 501 (Quinn et al., 1995) son importantes como prueba fehaciente de la capacidad de detección de los instrumentos y de los métodos de análisis de datos, pero no han logrado clarificar la situación observacional que es, aún, confusa. Esto se debe a la cantidad de reportes de detecciones y límites superiores que son incompatibles o, en ciertos casos, no confirmados por otro u otros grupos independientes. Quizás la propia naturaleza variable de las fuentes haga que la confección de un catálogo sea una tarea subjetiva y, por tanto, la validación de una fuente por más de un grupo, altamente deseable.

La aparente detección de AE Aquarii, por parte de dos grupos independientes, obliga a un intensivo estudio de este sistema estelar para establecer, de ser posible, si es o no emisora de radiación γ en el rango de los 1 TeV. El núcleo de esta Tesis recae sobre este sistema, por lo que haremos una detallada descripción del mismo, las observaciones reportadas en diferentes rangos de energía y

con particular énfasis en el rango de las MAE. Dos grupos, Durham y Potchefstroom, independientemente han reportado la emisión de AE Aquarii de fotones γ en el rango de energía $E > 350$ GeV.

4.2 - Descripción de la fuente.

Una variable cataclísmica (VC) típica es un sistema binario cerrado (período orbital < 12 hs), compuesto por una estrella enana blanca que atrae material del otro componente, una estrella enana roja que ha llenado su Lóbulo de Roche; la acreción de material sobre la enana blanca lleva a la formación de un disco de acreción y la presencia de un fuerte campo magnético ($\approx 10^4 - 10^7$ G) en la VC puede producir una disrupción total o parcial del disco. Esto sucede en un 10% de las VC y llevó a la subdivisión de estas VC magnetizadas en dos grupos (Chanmugam 1992):

- *Polares o tipo AM-Herculis*: en esta clase la enana blanca rota sincrónicamente debido al torque producido por el intenso campo magnético y no se forma disco de acreción. Se comprueba emisión hasta el rango de los rayos X blandos.

- *Polares intermedias*: la enana blanca rota asincrónicamente y es posible la formación de un disco de acreción. Se comprueba emisión hasta rayos X duros.

La enana blanca en una VC tiene período de rotación que varía entre 33 seg para AE Aquarii (el más rápido conocido hasta la fecha) y más de 2 hs para TW Pic.

AE Aquarii es una variable cataclísmica del tipo DQ Her compuesta por una estrella tipo K5 y una enana blanca perteneciente al grupo de las *polares intermedias*, y fué descubierta ópticamente por Zinner (1938). Es un sistema ampliamente observado y estudiado en varias longitudes de onda pues presenta algunas particularidades que la convierten en un muy interesante objeto astronómico. Los estudios espectroscópicos han sido efectuados por Joy (1954), Crawford and Kraft (1956), Payne-Gaposchkin (1969) y Chincarini and Walker (1974), entre otros. De estos estudios se deducen las siguientes características del sistema:

- sistema binario cerrado, esto es, ambas estrellas se encuentran muy cercanas una de otra (< 2 seg-luz).
- período orbital del sistema: 9.88 hs.
- la estrella K5 llena su lóbulo de Roche y transfiere materia a la enana blanca.
- la enana blanca tiene un período de rotación de 33.0767 seg, lo que la convierte en la más rápida en su tipo.
- ubicada a ≈ 53 pc, por lo que es la más cercana de su tipo a la Tierra.
- en estado normal, presenta una magnitud visual $m_v = 12$.
- en estado normal la emisión en el rango óptico se muestra muy estable en el fundamental, $F_0 = 30.23$ mHz y su primer armónico, $F_1 = 2 F_0$ (Patterson, 1979).

- en el rango de los 0.1-4 keV (región X), muestra pulsaciones coherentes y estables en el fundamental (Patterson et al., 1980; Eracleaus, Patterson & Halpern, 1991).
- presenta fuertes variaciones en el rango óptico de magnitud $\Delta m_v \approx 2$ (Zinner, 1938; Walker, 1965; Cincarini & Walker, 1988), y se reportan numerosas detecciones de flares menos intensos de magnitud $\Delta m_v \approx 1$ que ocurren regularmente y duraciones que van desde minutos hasta horas (Henize, 1949; Lenouvel, 1952; Lenouvel & Golay, 1954, Patterson, 1979; Cincarini & Walker, 1981; Van Paradijs, 1989).
- la enana blanca presenta un campo magnético superficial $B \approx 6 \times 10^4 \text{ G}$.
- no se había podido medir variación en el período de rotación de la enana blanca, fijándose un límite superior de $dP/dt < 10^{-14} \text{ s s}^{-1}$ (Patterson, Beuermann & Africano, 1988). Esto hacía que fuera un sistema extremadamente estable; sin embargo un reciente estudio sobre observaciones ópticas realizadas entre 1978 y 1992 (deJeager, 1993) revelan que la enana blanca posee una variación en su período de rotación $dP/dt \approx 5.6 \times 10^{-14} \text{ s s}^{-1}$ proveyendo al sistema de una fuente de energía cinética rotacional $I\Omega d\Omega/dt \approx 6 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$.
- las pulsaciones en el período de 33.08 seg muestra dos picos casi iguales por ciclo por lo que el espectro de potencias tiene un pico más fuerte en el primer armónico (16.5 seg) que el correspondiente al fundamental.

- muestra emisiones de tipo flare en el rango óptico en escalas temporales de una hora durante los cuales aparecen *oscilaciones cuasi-periódicas (OCP)* (Patterson, 1979) cuyas amplitudes son ligeramente mayores que las anteriores.
- el flujo de radiación X está también pulsada en un período muy cercano al óptico (Patterson et al., 1980).

4.3 - Observaciones previas y resultados en el rango de los GeV y TeV.

AE Aquarii es un sistema ampliamente observado pues es la enana blanca con menor período de rotación conocido hasta el momento, está relativamente cercana la Tierra y posee un disco de acreción. Nos concentraremos sobre aquellas observaciones relacionadas a las altas y muy altas energías por su estrecha vinculación con esta tesis y las que sean de interés en otras longitudes de ondas, remitiremos al lector con la necesaria referencia.

4.3.1 - EGRET:

El instrumento EGRET a bordo del Compton Gamma Ray Observatory realizó un relevamiento sobre una extensa lista de variables cataclísmicas que incluyó AE Aquarii (Barret et al., 1994). Las observaciones fueron realizadas desde Abril de 1991 hasta Noviembre de 1992 y cubren un rango de energía desde 100 MeV hasta 30 GeV, que es el rango dinámico del instrumento. Los resultados reportados son negativos para el período en cuestión, derivándose un límite superior de $5,51 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para energías mayores a 100 MeV.

4.3.2 - Durham:

El grupo de la Universidad de Durham, Inglaterra, posee dos telescopios atmosféricos Cerenkov, denominados *Mark III* y *Mark IV*, en Narrabri, Australia. Estos detectores operan independientemente por lo que es posible hacer una correlación entre las observaciones de uno y otro; poseen un sistema convencional de triple coincidencia rápida con una apertura del orden de 1° FWHM. Funcionan de manera totalmente similar, excepto por el hecho que el Mark III tiene un espejo de 33 m^2 , mientras que el Mark IV tiene uno de 18 m^2 , por lo que el primero tiene una energía umbral más baja y una tasa de eventos 60% mayor, que lo convierte en un instrumento más sensible.

Las observaciones fueron realizadas en los años 1990, 1991 y 1993. Los resultados reportados por el grupo Durham (Bowden et al., 1992; Chadwick et al., 1995) pueden resumirse en los siguientes ítems:

Observaciones mes a mes:

- en las observaciones tomadas en Octubre de 1990 combinadas incoherentemente, sugieren periodicidad en el primer armónico (16.537 ± 0.002) seg. a un nivel de significancia de 10^{-4} (Figura 4.1).
- una evidencia similar en Agosto de 1991.
- resultado negativo en Setiembre y Octubre de 1991.

Observaciones individuales:

Se analizó cada observación individualmente en búsqueda de periodicidad:

- no se encuentra periodicidad cuando se investiga en el fundamental.
- una observación tomada el 11 de Octubre de 1990 muestra un fuerte efecto en el primer armónico (Figura 4.2).

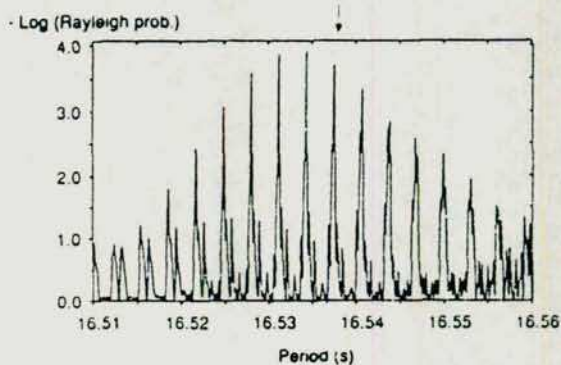


Figura 4.1: Datos totales de Octubre de 1990 combinados usando información de fase; la flecha indica la posición del primer armónico (Bowden, 1992).

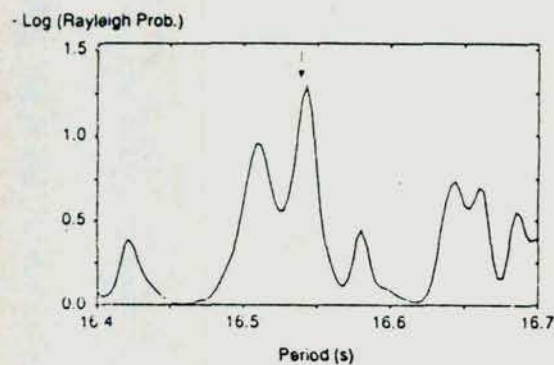


Figura 4.2: Observación del 11 de Octubre de 1990 combinados incoherentemente (Bowden, 1992).

Conjuntos de 4200 seg.:

Los resultados publicados por el grupo Sudafricano, el cual desarrollaremos más adelante, sugieren la posibilidad de observar *Oscilaciones Cuasi-Periodicas (OCP)* en segmentos de 1-1.5 hs. Se dividió el conjunto total de observaciones (35 noches) en segmentos de 9000 seg. de duración y se buscó periodicidad en 16 períodos independientes entre 16 y 17 seg.

Búsqueda de bursts:

- En la noche del 13 de Octubre de 1991 se observó un burst de eventos Cerenkov de corta duración (~ 1 min), fenómeno registrado independientemente por ambos telescopios. El telescopio Mark III detectó 48 eventos en exceso sobre un número esperado de 64, esto es, un $(75 \pm 12)\%$ sobre el fondo de rayos cósmicos, mientras que el Mark IV (menos sensitivo) 26 eventos en exceso sobre 34 esperados, o sea, un $(76 \pm 14)\%$ sobre el fondo; esto representa un exceso de 4.5σ . El flujo derivado del exceso del telescopio Mark III es de $10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para fotones γ de energías $> 350 \text{ GeV}$ (Figura 4.3).
- Se encontró otro burst en la noche del 15 de Agosto de 1991 con una significancia de 4.2σ y también observado por ambos telescopios.
- El 11 de Octubre de 1993 observan un burst de 4.200 seg. de duración con una probabilidad de ocurrencia de 10^{-7} .

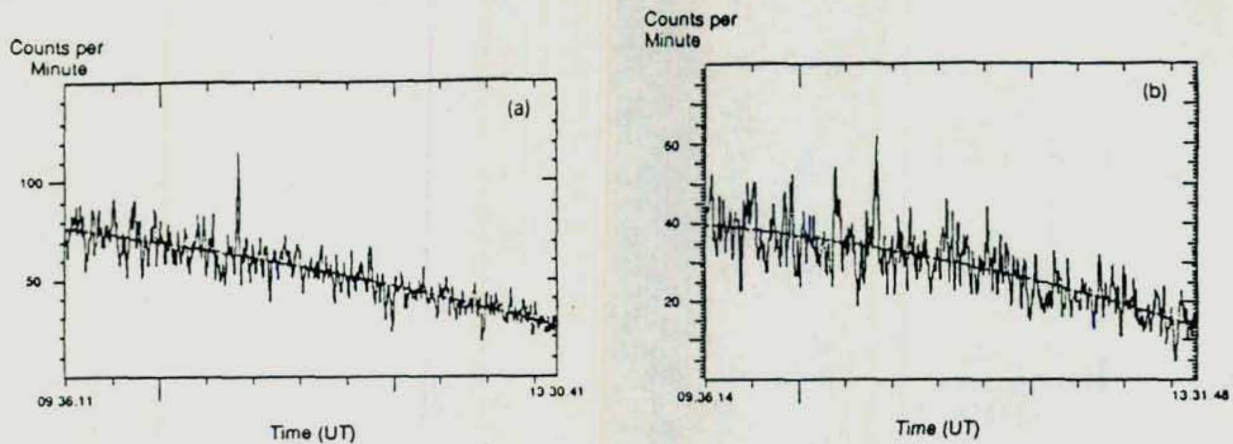


Figura 4.3: Perfil de la performance de los telescopios Mark III y IV en la noche del 13 de Octubre de 1990 donde se muestra un incremento del conteo en ambos instrumentos (Bowden, 1992).

En estos tres últimos casos, el grupo observa evidencia de emisión pulsada en el segundo armónico en un nivel de probabilidad de 10^{-4} .

Resumiendo entonces, el grupo Durham observa fenómenos esporádicos de corta duración 100 % pulsados en el segundo armónico; no observa periodicidad en el conjunto total de datos tanto en el fundamental como en su primer armónico, ni emisión estable.

4.3.3 - Potchefstroom.

El grupo sudafricano de Potchefstroom posee un telescopio atmosférico Cerenkov denominado *Nooitgedacht Mk I* (de Jager et al., 1986) consistente en cuatro unidades independientes separadas por 55 m de distancia una de otra. Se considera que el sistema detectó un evento si tres de ellos lo hacen dentro de un intervalo de 12 nseg.

Desde 1986 este grupo realiza observaciones ópticas de AE Aquarii utilizando dos telescopios de 0.75 m y 1 m pertenecientes al Observatorio Astronómico de Sudáfrica (Sutherland); dos de estas observaciones son simultáneas con las de alta energía (14 de setiembre de 1990 y 19 de Junio de 1991) donde se observaron flares ópticos de amplitud media $\Delta m_V \sim 0.4-0.8$. Las observaciones en el rango de los TeV se realizaron entre 1988 a 1991 y 1992 a 1993 (Meintjes et al., 1992; Meintjes et al., 1994).

El análisis se concentró en la búsqueda de emisión pulsada en el rango de los TeV; tomaron un rango de frecuencias comprendidas entre 15 y 100 MHz que representa más de 1300 frecuencias independientes combinadas incoherentemente usando el método de Eadie et al. (1971) y cuyo resultado muestra que no hay emisión pulsada; luego se toma en cuenta la información óptica de AE Aquarii para investigar alguna posible correlación entre el espectro anterior y las frecuencias ópticas fijas: $f_1 = 29.9 \text{ mHz}$, $f_2 = 30.0 \text{ mHz}$ y $F_0 = 30.23 \text{ mHz}$. Todos los análisis realizados por este grupo se basan, entonces, en la siguiente hipótesis (Meintjes et al., 1992): *si existiese emisión de radiación γ de MAE por parte de la fuente durante un episodio de flare lo haría en alguna de las frecuencias f_1 , f_2 o F_0 .*

Si se toman en cuenta las 277 horas de observación realizadas por este grupo entre 1988 y 1991 y se suman incoherentemente no se encuentra señal alguna con alta o moderada significancia estadística. Sin embargo, cuando se utilizan los resultados de observaciones ópticas tomadas en forma simultánea con las de MAE, este grupo encuentra una señal coherente que se repite en el rango de frecuencias de 29.9 - 30.23 mHz *durante los flares ópticos* (Figura 4.4).

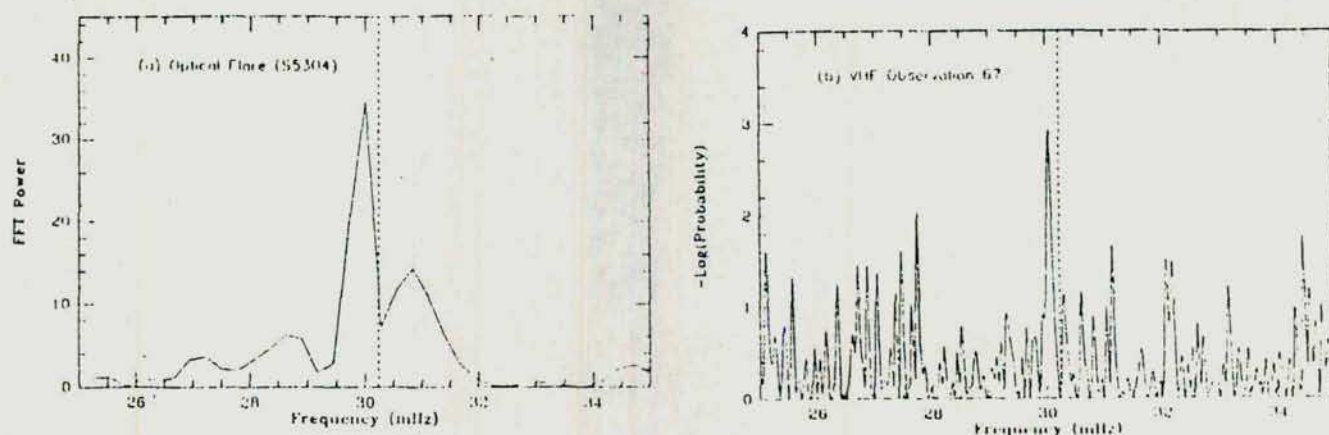


Figura 4.4: Relación entre un flare óptico y detección en el rango de los TeV a una frecuencia cercana a f_2 (Meintjes, 1991).

En el período comprendido entre Julio de 1992 y Agosto de 1993 se realizaron ocho observaciones ópticas y con telescopios Cerenkov simultáneas sobre AE Aquarii, resultando en más de 31 hs en total. El análisis de estos datos fueron reportados por Meintjes et al. (1994) y afirman haber detectado periodicidad en el fundamental al sumar incoherentemente todos estos datos a un nivel de 10^{-3} y previo a la aparición de un flare óptico (figura 4.5). Además observan dos bursts de 1 a 3 minutos de duración después de un flare óptico; el más intenso produce una significancia estadística de $4,6 \sigma$ (Figura 4.6).

La búsqueda de periodicidad en todos los datos desde 1988 hasta 1993 no muestra resultados positivos cuando se considera emisión coherente, esto es, cuando se utiliza la información de la fase en que se encontraba la fuente al momento de la emisión (Meintjes et al., 1993).

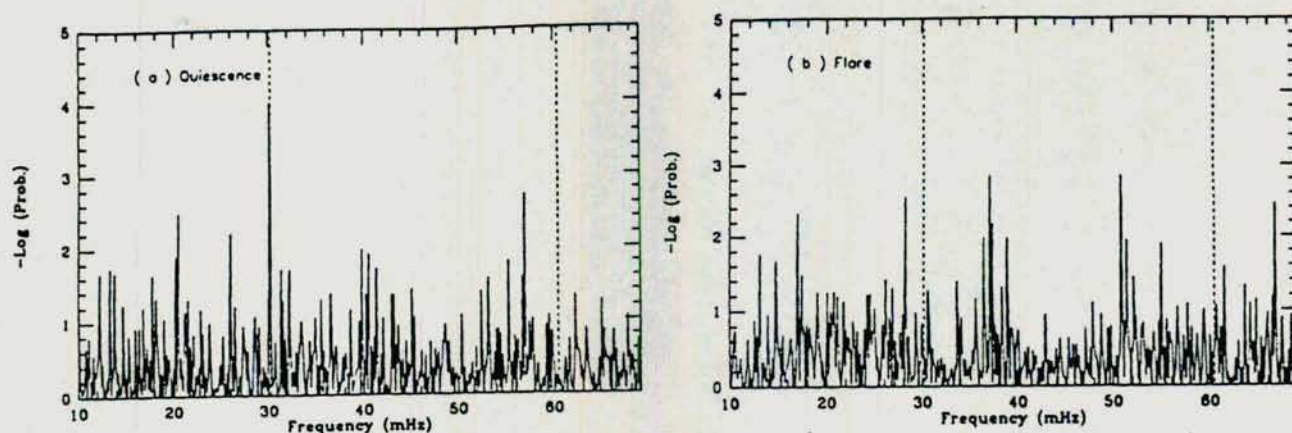


Figura 4.5: a) Periodograma de la observación del 20 de Agosto de 1992 correspondiente a) durante período quieto previo al flare; b) durante el flare (Chadwick, 1995).

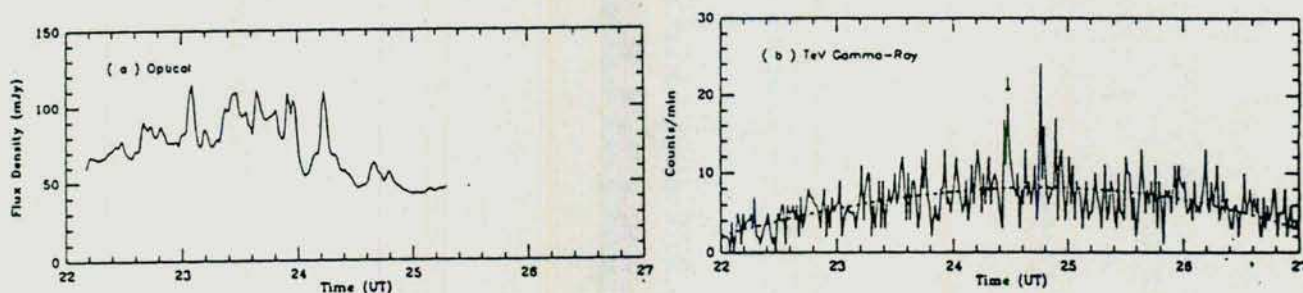


Figura 4.6: Observación simultánea óptica y MAE del 23 de junio de 1993 donde aparecen dos burst (Meintjes et al., 1994).

Resumiendo, el grupo Potchefstroom no registra emisión estable; detecta dos episodios de burst de 1 y 3 minutos y la búsqueda de periodicidad muestra emisión pulsada cuando se asume la hipótesis *a posteriori* de correlación entre

flares ópticos y emisión TeV en el fundamental; no se encuentra emisión pulsada en el primer armónico cuando se reproduce el análisis realizado por el grupo Durham.

4.3.4 - HEGRA:

El grupo **HEGRA Collaboration** posee un telescopio atmosférico Cerenkov en La Palma (Canarias) de 8 m² de superficie y una cámara consistente en 61 fototubos de 1" de diámetro formando un campo de 3.9 ° de diámetro. AE Aquarii fue observada durante el período comprendido entre el 8-2-95 al 9-11-95 obteniéndose 35 hr de datos (Bradbury, S.M., 1995). El grupo utiliza la misma técnica de selección de imágenes que el Whipple basada en los parámetros de Hillas; se realizó una búsqueda de exceso en el número de cuentas digitales y de fenómenos de flares, concentrándose en los de corta duración (1', 2', 3' y 5' en pasos de 30"). Los resultados fueron negativos en todos los casos y aún no se ha realizado un análisis de emisión periódica.

4.4 - Observaciones, análisis y resultados del grupo Whipple:

4.4.1: Observaciones:

Posteriormente a las publicaciones de los grupos de Sudáfrica y Durham, el Observatorio Whipple comenzó la observación del sistema binario AE Aquarii desde el mes de Octubre de 1991. En el Apéndice II se detallan las observaciones tomadas en modo **Con/Sin fuente** y las realizadas en modo **Seguimiento**, fecha, duración, elevación promedio y calidad del cielo al momento de la observación; la cámara de alta resolución utilizada cambió durante el curso de este trabajo: en las

observaciones tomadas en los años 1991 y 1992 se utilizó la versión consistente en 91 fnt de 2,9 cm diámetro y un anillo exterior de 18 fnt de 5,0 cm de diámetro; en el año 1993 y 1995 se reemplazó el anillo exterior por 18 fnts de 2,9 cm de diámetro y se agregaron conos de luz (§ 2.4.2). En total se obtuvieron 738 minutos en modo C/S y 2.401 minutos en modo **Seguimiento**, lo que hace un total de 3.139 minutos sobre la fuente; sin embargo, al efectuarse las pruebas de calidad sobre los datos se encontraron algunos con diversos problemas, por lo que debieron descartarse más de 200 minutos de observación y que no se incluyen en las tablas del Apéndice II.

Durante los cuatro años que transcurren entre las primeras observaciones y las obtenidas al presente, tanto el telescopio como la cámara de alta resolución sufrieron diversas modificaciones que deben ser tenidas en cuenta al momento del análisis de los datos. La principal modificación sobre el telescopio fué el re-aluminizado de los espejos a partir de 1993; la reflectividad se incrementó en un 70% respecto de la versión anterior lo que implica una mayor efectividad. Esto se traduce en un cambio en las condiciones de observación y posterior análisis de los datos; los parámetros instrumentales a lo largo de estos períodos se detallan a continuación:

PARAMETROS INSTRUMENTALES				
Epoca	Modo	E_{II} (GeV)	A(cm ²)	Nivel de disparo
1991-1992	C/S	500	3.5×10^8	m=2, n=50
1992-1993	C/S	400	2.2×10^8	m=3, n=36
1993-1994	C/S, Sgmto	350	3.5×10^8	m=2, n=30-40
1993-1994	C/S, Sgmto	250	3.5×10^8	m=2, n=30-40
1994-1995	C/S, Sgmto	250	3.5×10^8	m=2, n=80-100

4.4.2: Búsqueda de emisión continua:

Se seleccionaron 27 pares Con/Sin obtenidos bajo buenas condiciones de tiempo y con la cámara de 91 + 18; se utilizó para este análisis el método de *Supercortes* (§ 2.6.1), estandarizado por el Whipple, y los *Supercortes Extendidos* (§ 2.6.2) para investigar el comportamiento a energías más elevadas. En este último caso se aplicó por vez primera este método a datos reales, pues hasta el momento habían sido desarrollados por simulaciones Monte Carlo, lo que exigió una optimización de los mismos para obtener la mejor significancia estadística para un dado conjunto de datos. Para esto, se aplicó el método a un conjunto de observaciones de la Nebulosa del Cangrejo (20 pares C/S) para diferentes valores de los parámetros hasta maximizar el resultado, con la misma metodología aplicada en el Capítulo 3 para la Relación de Dureza. Como resultado se obtuvieron un conjunto de parámetros para las observaciones tomadas con la versión 1991-92 de la cámara de alta resolución que detallamos a continuación, y que pueden ser comparados con el conjunto inicial dado en § 2.6.2:

$$0.0254 \times \ln(ncd) - 0.115 < ancho < 0.0254 \times \ln(ncd) - 0.009$$

$$0.0201 \times \ln(ncd) + 0.029 < largo < 0.0201 \times \ln(ncd) + 0.163$$

$$\alpha < 26.51 - 1.53 \times \ln(ncd)$$

$$0.65 < distancia < 1.34$$

Una vez optimizados los parámetros se los aplicó a los datos, obteniéndose:

SUPERCORTES				
	Crudos	Forma	Orientación	Ambos
Total Con Fuente	86.816	1.372	839	586
Total Sin Fuente	87.380	1.387	822	566
Efecto	-1.35 σ	-0.28 σ	0.42 σ	0.59 σ

SUPERCORTES EXTENDIDOS				
	Crudos	Forma	Orientación	Ambos
Total Con Fuente	86.816	1.972	1.339	986
Total Sin Fuente	87.380	2.087	1.422	966
Efecto	-1.35 σ	-1.81 σ	-1.58 σ	0.45 σ

En ninguna de las observaciones se aprecia un resultado positivo que indique la presencia de emisión por parte de la fuente; tampoco se perciben anomalías que hagan sospechar de problemas instrumentales o en las condiciones de observación. La conclusión es que los eventos registrados pertenecen al fondo y no a la fuente. Esto permite la obtención de una cota máxima al flujo observado; dado que la fuente no fue detectada positivamente se deduce que el flujo proveniente de la misma es, al menos, menor que algún valor máximo.

Se requiere para considerar que una detección es positiva, un exceso de 3 desviaciones estándar y, de acuerdo a la ecuación 2.1, que

$$N_e - \alpha N_f < 3 (N_e - \alpha^2 N_f)^{1/2}$$

donde el primer miembro representa la señal proveniente de la fuente; si consideramos el tiempo total de observación y el área de colección, entonces podemos estimar el flujo proveniente de la fuente como:

$$F_{(E \geq E_s)} \approx \frac{N_e - \alpha N_f}{t_{\text{observ.}} A_{\text{col.}}} < \frac{3 \sqrt{N_e + \alpha^2 N_f}}{t_{\text{observ.}} A_{\text{col.}}} = \text{Flujo Máximo}$$

esta es una ecuación aproximada dado que no se conoce el espectro de la fuente por lo que el valor del área de colección es calculada, mediante simulaciones, sólo para fotones γ . En nuestro caso, los valores son (para $\alpha = 1$):

$$A_{\text{col.}} = 3.5 \times 10^8 \text{ cm}^2$$

$$t_{\text{observ.}} = 28 \times 27 \times 60 = 45.360 \text{ seg}$$

por lo que el flujo máximo para emisión estable es:

$$\text{Flujo Máximo (estable)} < 7.4 \times 10^{-12} \text{ } \gamma \text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ para } E > 350 \text{ GeV}$$

a 99,9% de nivel de confianza.

Una verificación adicional de que los eventos corresponden al fondo y no a rayos γ es encontrar la distribución del parámetro α para

las observaciones año a año; como ejemplo de su eficiencia reproducimos los graficos obtenidos para una de las fuentes detectadas por el Whipple: Markarian 421 (Figura 4.6). En la Figura 4.7 mostramos los gráficos de distribución del parámetro α para los años 1991, 1992, 1993 y 1995 para AE Aquarii; puede apreciarse claramente que no existe señal alguna en los datos.

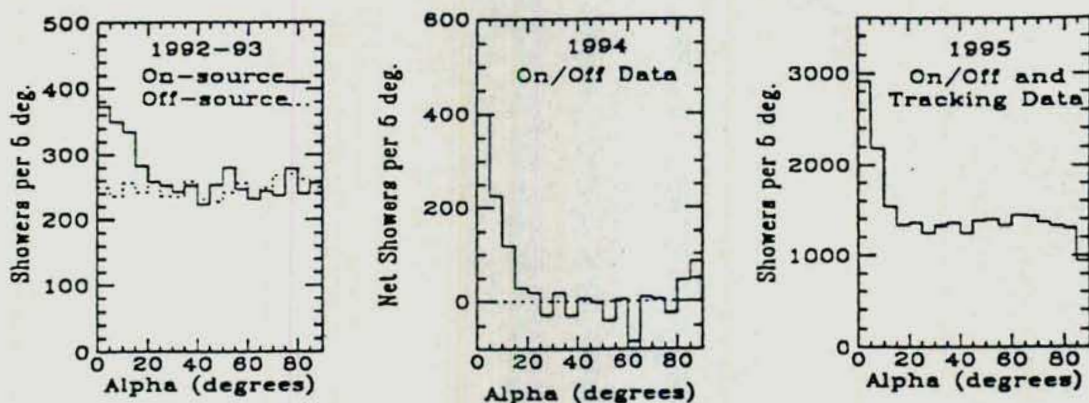


Figura 4.6: Distribución de parámetro α para Markarian 421.

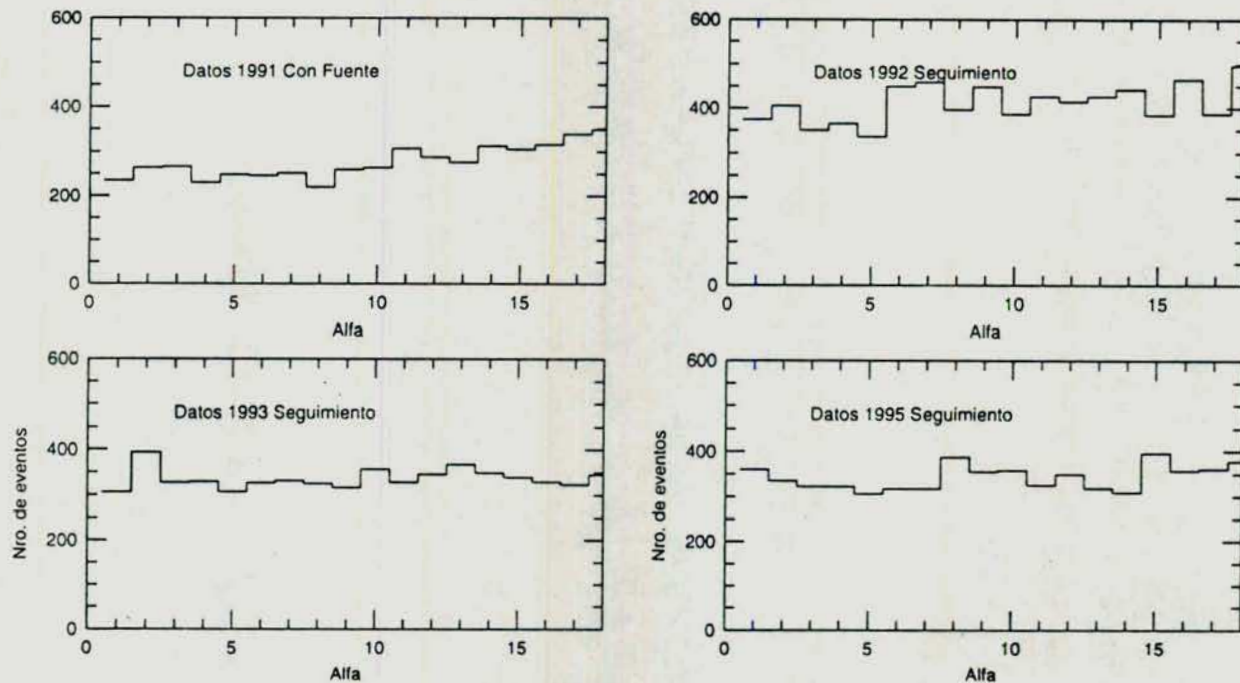


Figura 4.7: Distribución anual del parámetro α para AE Aquarii.

4.4.3: Búsqueda de emisiones de corta duración: bursts y flares.

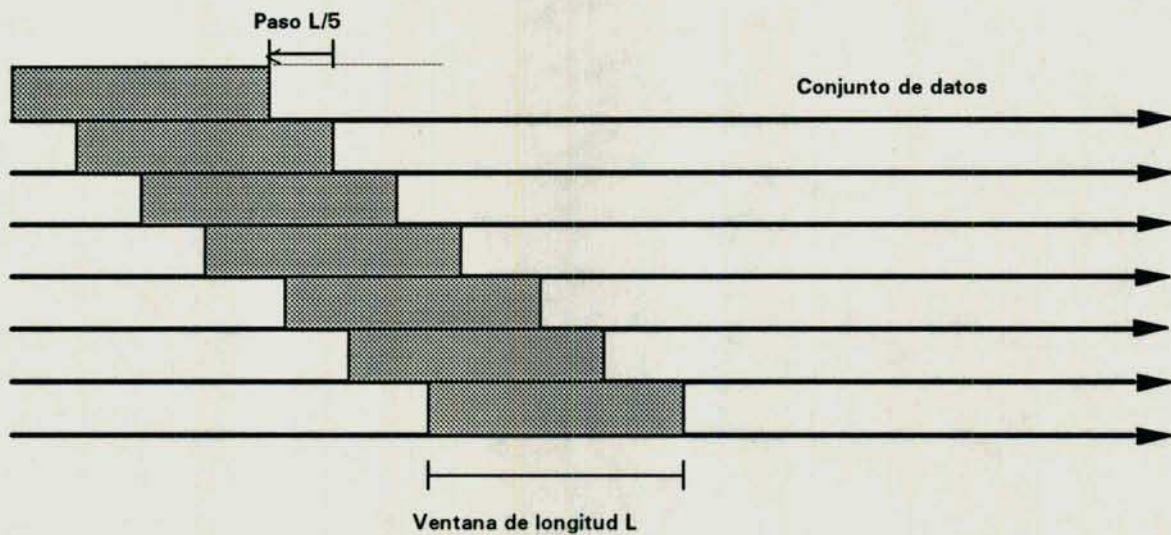
Los reportes del grupo Durham (Bowden et al., 1992; Chadwick et al., 1995) indican la posible emisión de radiación γ en el rango de las VHE en forma de eventos (*burst*) de corta duración (entre 1 minuto y 60 minutos); como ya se ha explicado, AE Aquarii ha sido observada en varias longitudes de onda y en casi todas, la presencia de este tipo de fenómenos es común. Se han reportado en el óptico (Patterson, 1979; De Jeager et al., 1993) y X (Patterson, 1980); sin embargo, el instrumento EGRET del CGRO no ha reportado ninguno en el rango de los GeV (Barret et al., 1992). Es entonces imperativo la búsqueda de este tipo de emisión de corta duración en la base de datos del Whipple. Para ello se adoptó la siguiente estrategia: dado que los reportes indican una dispersión temporal que varía desde 1 minuto hasta más de una hora, se tomaron todas aquellas observaciones realizadas sobre la fuente y se corrieron ventanas de 1' con paso de 12", 3' con paso de 36" y 10' con paso de 120" ; el criterio adoptado se basa en el siguiente argumento:

- el burst de 1' reportado por el grupo Durham implica un flujo de $10^{-8} \gamma/cm^2 s$ que traducido al reflector de 10 m marcaría la presencia de 210 γ en 1'.
- el burst reportado en 1993 de 70' de duración, $7.3 \times 10^{-10} \gamma/cm^2 s$, implicaría detectar 17 γ en 1'.
- un burst de muy poca intensidad, de los que se producen habitualmente, de $2.9 \times 10^{-10} \gamma/cm^2 s$, se traduce en 6 eventos en un minuto.

Teniendo en cuenta que la tasa de eventos por minuto que registra el reflector de 10 m es menor a 2, centrar la búsqueda en un burst de 6 eventos parece una hipótesis razonable y bastante conservativa; si se detectasen fenómenos de estas características entonces habría que determinar su significancia estadística. Por lo tanto el criterio de selección adoptado es:

Dada una ventana de longitud L (minutos) y un paso $L/5$ (segundos), consideraremos como candidato a todo conjunto de eventos contenidos en esa ventana si:

Nro. de eventos $\geq 6 \times L$ (minutos)



En la figura 4.8 se muestra, para cada ventana, el número de eventos incluidos en una ventana de longitud L contra la frecuencia de ocurrencia de tales eventos para una observación seleccionada por año. Asimismo se presentan los

resultados para *Supercortes* y para *Supercortes Extendidos*. Si bien el rango bajo estudio es mayor al reproducido en los gráficos, se acotaron para favorecer la claridad. Resulta claro que no aparecen incrementos significativos en la tasa normal de eventos registradas durante las observaciones para ninguna de las ventanas elegidas.

La posibilidad de que la fuente emita esporádicamente en energías mayores a 1 TeV motivaron la búsqueda en tres diferentes regiones de energía; para ello se realizó una selección de acuerdo al número de cuentas digitales registradas en la imagen, en los siguientes rangos y de acuerdo al año de observación:

- 1991 y 1992: (0 - 800) dc ; (800 - 2400) dc y (2400 \rightarrow) dc.
- 1993 y 1995: (400 - 1000) dc ; (1000 a 2400) dc y (2400 \rightarrow) dc.

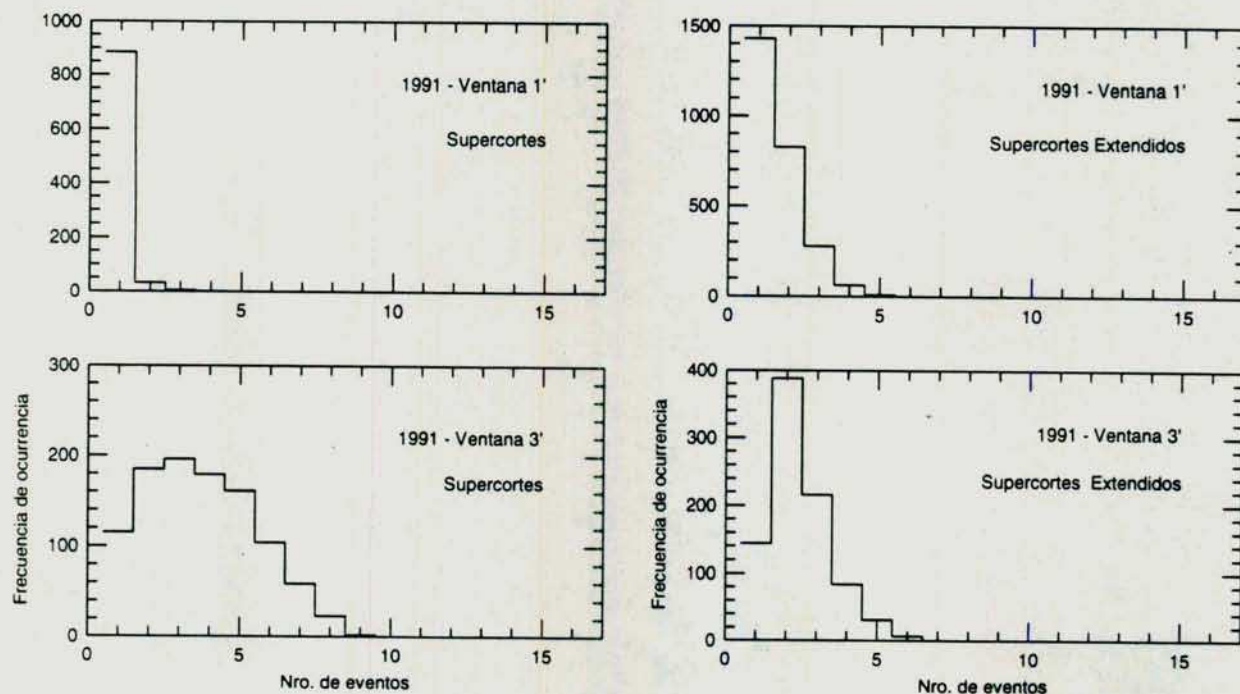


Figura 4.8: Ejemplo de distribución de eventos para diferentes ventanas.

Ninguna de las divisiones anteriores ni el rango total muestran evidencia de la existencia de tales fenómenos. Para determinar si existe alguna tendencia por parte de los métodos de selección que distorsionen los resultados, se realizó una selección al azar de 100.000 eventos (sin utilizar método alguno), luego normalizados al año 1992 (seguimiento) y se aplicaron los criterios anteriores a los datos reales de ese año. La similitud de las respuestas de los diferentes criterios aseguran la imparcialidad de los métodos utilizados (Figura 4.9) y refuerzan la idea que los eventos pertenecen al fondo.

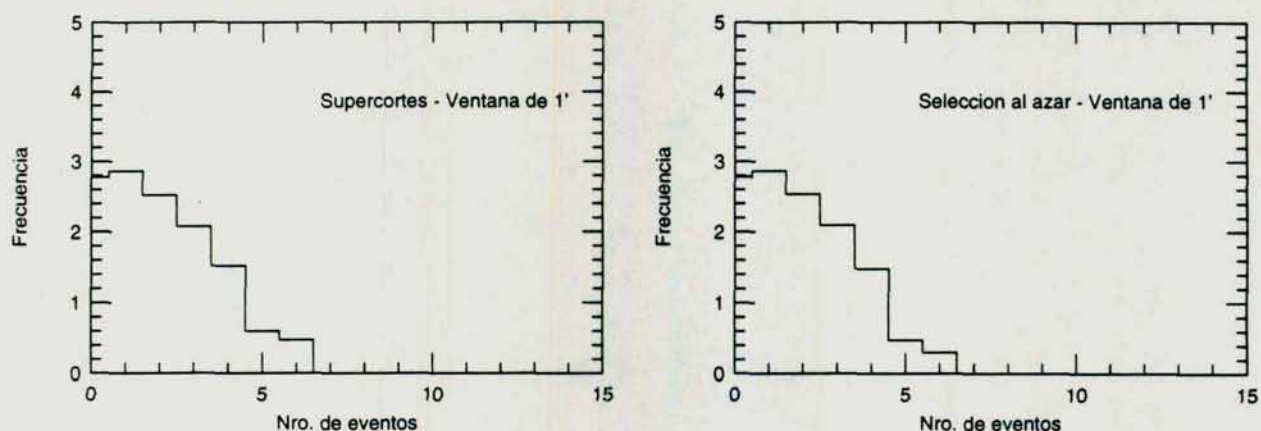


Figura 4.9: Distribución de eventos para el año 1992 utilizando, a) Supercortes, b) selección al azar.

Para determinar la consistencia estadística y verificar que los eventos son debidos al fondo y no a la emisión de la fuente, se graficaron las significancias estadísticas en función de la frecuencia como se muestra en la Figura 4.10. Para ello se calculó la significancia para cada celda, donde se dividió el rango total en celdas de 0.5, de acuerdo a la ec. 2.5 para $N < 10$, y comparado con la media para cada observación, excluyendo la propia y la anterior; se muestra para cada año y en todos los

casos la aproximación a una gaussiana es notable lo que asegura la distribución uniforme y la inexistencia de desviaciones de la uniformidad estadísticamente significativas..

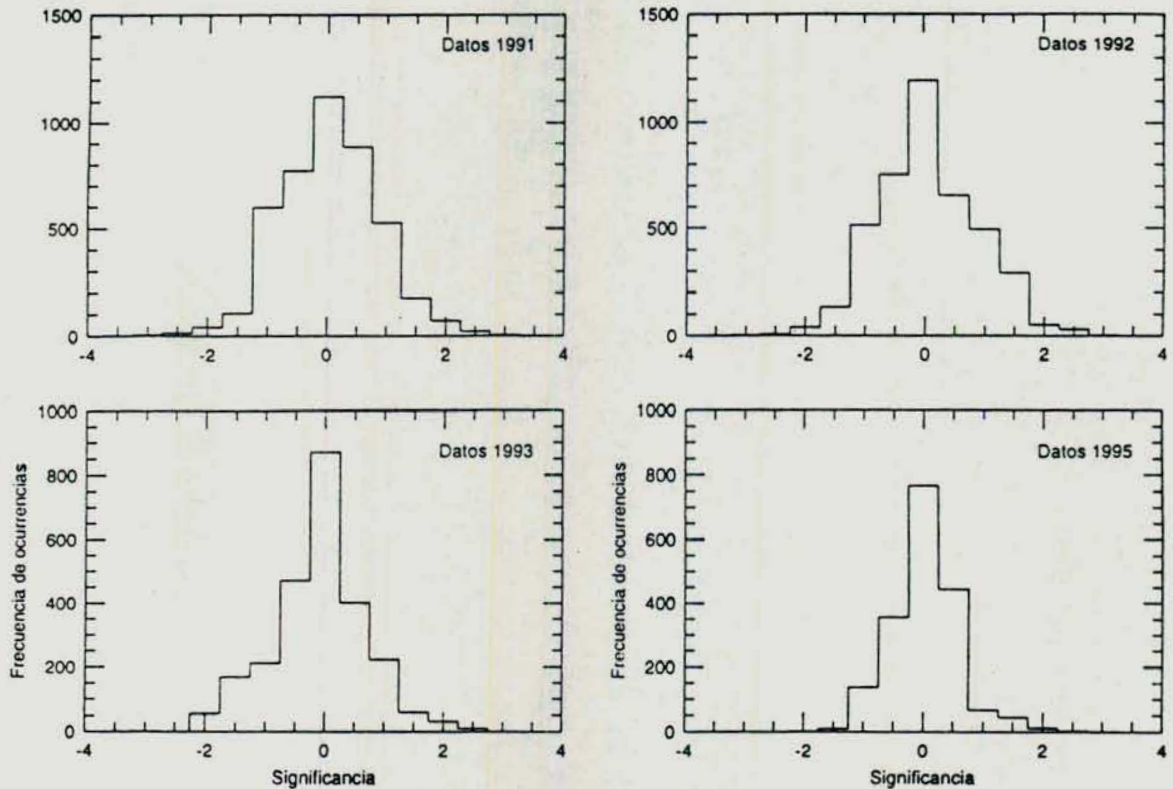


Figura 4.10: Distribución por año de las significancias.

Para asegurar la validez de este análisis se simuló un burst de 1' de duración generando artificialmente los eventos en una de las observaciones; se simularon distintas intensidades, a saber: uno similar al de 1993, esto es, 17 eventos y otro de 10 eventos que está en el límite estadístico para ser considerado como tal. La Figura 4.11 muestra el aspecto que presentaría uno tales casos, donde hemos elegido la cantidad de eventos necesarios para considerar un examen más intensivo de esa observación particular, esto es, el umbral de 6 eventos en una ventana de 1' con paso de 12". Como queda claro, si tal cantidad de eventos apareciera en una ventana en particular, sería claramente visible.

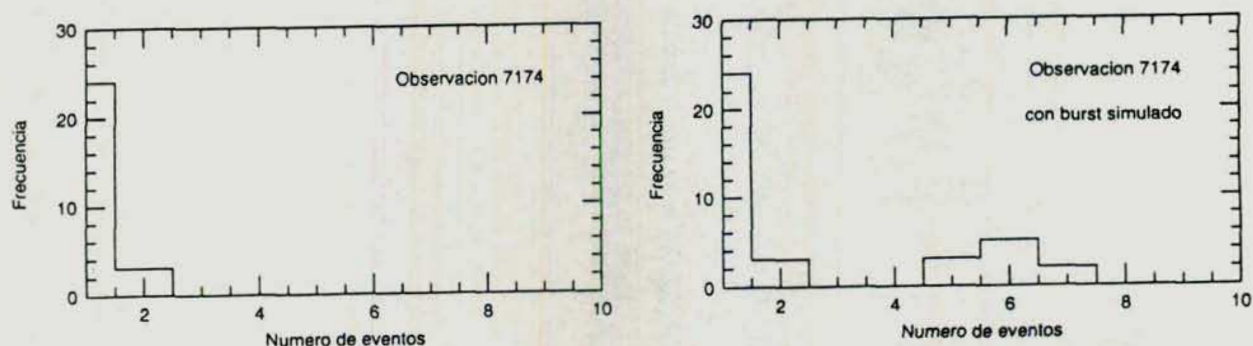


Figura 4.11: Simulación de un burst de 6 eventos presente en los datos; el gráfico de la izquierda es una observación normal; el de la derecha muestra la misma observación al inyectar artificialmente esos eventos en 1'.

4.4.4: Búsqueda de emisión periódica.

Ambos grupos, Durham y Sudáfrica, han reportado la detección de señales periódicas provenientes de AE Aquarii, aunque Durham observa tal emisión en el primer armónico, mientras que Sudáfrica en el fundamental. Expondremos a continuación los diferentes análisis en busca de señales periódicas y que comprenden ambos casos.

Las coordenadas de la fuente son (J2000.0):

AR = 20^h 40^m 08.2^s

Dec = -00° 52' 17"

Los parámetros orbitales fueron elegidos de acuerdo a los determinados por Robinson et al. (1991) a partir de las líneas de emisión y que se utilizaron para corregir el movimiento orbital del sistema. Los valores son:

$$T_0 \text{ (Día Juliano Modificado)} = 39030.830 \text{ (3)}$$

$$P_{orb} \text{ (días)} = 0.4116580 \text{ (2)}$$

$$a \text{ sen } i \text{ (segundos luz)} = 2.4$$

$$\text{inclinación orbital: } 65^\circ$$

donde: T_0 es la referencia cero para las mediciones y corresponde al tiempo de la conjunción espectroscópica con la estrella K a través del observador.

P_{orb} es el período orbital del sistema (9.88 hs).

En ambos casos los números entre paréntesis representan el error en el último dígito. Otros parámetros de interés son;

$F_0 = 0.03023 \text{ s}^{-1}$ (33.079 s de período) es la frecuencia de rotación de la enana blanca.

$dP_0/dt \approx 5,6 \times 10^{-14} \text{ s s}^{-1}$ es la variación temporal del período de rotación de la enana blanca (spin-down)

Para realizar estos análisis se utilizaron todos los datos disponibles de los años 1991, 1992, 1993 y 1995 tanto en modo *Con fuente* como *Seguimiento* (§ 2.3.2). Esto representa más de 42 horas de observación, tanto en condiciones de tiempo A para las primeras y A - B para las segundas; existen algunas

observaciones realizadas en condiciones un tanto desfavorables, pero que no afectan la búsqueda de la periodicidad de emisión.

4.4.4.1: Corrección de los tiempos de arribo.

Cuando una serie temporal de eventos es registrado por un instrumento localizado en la tierra, el movimiento propio de ésta y de ésta con respecto al sol, así como otros efectos secundarios, deben ser tenidos en cuenta y corregidos; el resultado final es que cada tiempo de arribo de un evento es corregido respecto del baricentro del sistema solar, quedando de esta manera como si fuera medido por un observador en reposo desde el centro de masa del sistema solar. Sin embargo, el relativamente largo período de rotación de la enana blanca así como del sistema binario, podría hacer innecesario dicho tratamiento si es que el error introducido al evitarlo es mucho menor que las magnitudes y los errores involucrados. Para decidir si era o no de aplicación el baricentrado, se tomó una observación al azar, se le aplicó el método de baricentrado y se comparó con los valores originales sin baricentrado. Para ello se buscó alguna observación que presentara un valor relativamente elevado de probabilidad al aplicar el test de Rayleigh, se repitió aplicando baricentrado y se volvió a realizar con baricentrado más corrección orbital. La tabla inferior muestra los resultados para la observación ae9363 de octubre de 1992:

Método	Frecuencia	-log(prob)
No baricentrado	32.501	3.205
baricentrado	32.500	3.204
baricentrado + órbita	32.503	3.204

queda claro que no existe diferencia apreciable para este tipo de sistema con rotación lenta, por lo que no se aplicó el método de corrección baricéntrica en lo sucesivo. Esto lleva a un sustancial ahorro de tiempo en el análisis de los datos y disminuye los errores en la manipulación de los mismos.

4.4.4.2: Búsqueda de periodicidad en el movimiento orbital.

Una primera aproximación al problema de buscar periodicidad en el sistema binario es considerar el movimiento orbital del sistema y determinar si existe algún tipo de característica periódica coincidiendo con el mismo. Teniendo en cuenta que el periodo, 9.88 h, es sustancialmente mayor que las observaciones típicas del Whipple, las cuales no superan los 60' (excepcionalmente existe una observación de 120') se ponen en fase los tiempos de arribo de los eventos con los del sistema. Para determinar la existencia de algún

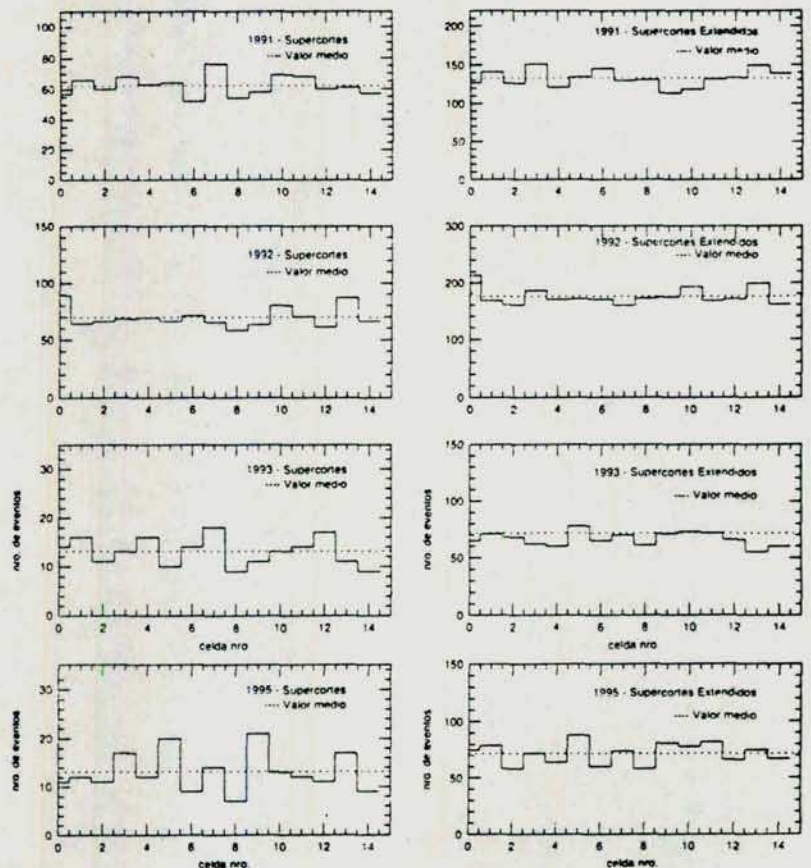


Figura 4.12: Curvas de luz usando test de Pearson con 10 y 90 celdas.

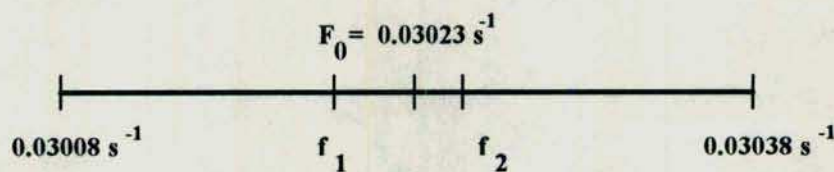
existencia de algún período se aplicó el test de Pearson sobre los datos de cada año, en los cuales se dividió dos subconjuntos: 10 celdas y 90 celdas (Figura 4.12)

Puede deducirse de la figura que las curvas de luz resultantes de agrupar los eventos con 10 o 90 celdas no muestran signos de alguna de modulación en la distribución, por lo que no existe emisión periódica cuando se tiene en cuenta el movimiento orbital del sistema. El mismo análisis se realizó para los años 1991, 1993 y 1995 con similares resultados.

4.4.4.3: Búsqueda de periodicidad en la enana blanca.

- **Observaciones individuales:**

Se aplicó el test de Rayleigh a cada observación individual en los cuatro años de la base de datos; como se dijo anteriormente, no se corrigieron los tiempos de arribo de los eventos por baricentrado. La búsqueda se centró en encontrar valores de potencia del test suficientemente altos que fueran indicio claro de la presencia de una señal periódica. El criterio adoptado fue el siguiente: dado que el grupo sudafricano reporta la detección de emisión periódica en frecuencias cercanas a la fundamental, se eligió un rango de frecuencias que abarcara tanto la fundamental como las frecuencias observadas durante los flares ópticos. Siendo $F_0 = 0.03023 \text{ s}^{-1}$, se tomó:



por lo queda definido un rango de frecuencias $F_0 = (0.03023 \pm 0.00015) s^{-1}$ que abarca todos los valores posibles de interés; este intervalo incluye las frecuencias f_1 y f_2 . Se barrió el espectro en 100 pasos utilizando ambos tipos de selección de eventos: Supercortes y Supercortes extendidos. La Figura 4.13 muestra un ejemplo de este análisis para una observación de cada año.

También se realizó una búsqueda en el primer armónico en el rango: $F_1 = (0.01511 \pm 0.000075) s^{-1}$ utilizando el mismo procedimiento que para el fundamental (Figura 4.14).

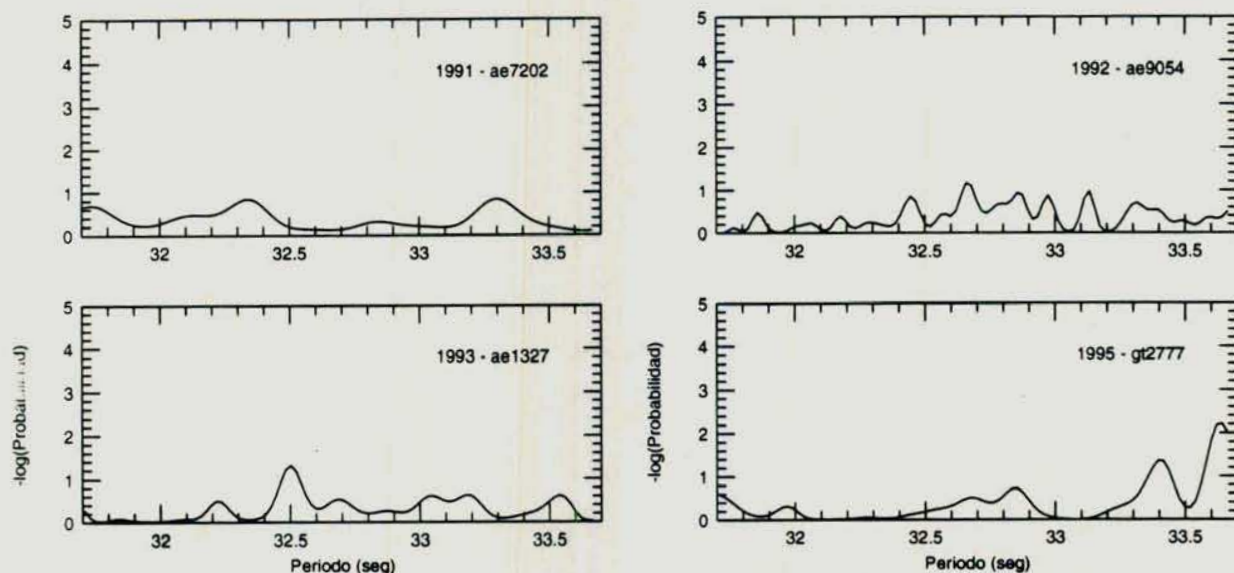


Figura 4.13: Test de Rayleigh para una observación particular de cada año en el fundamental.

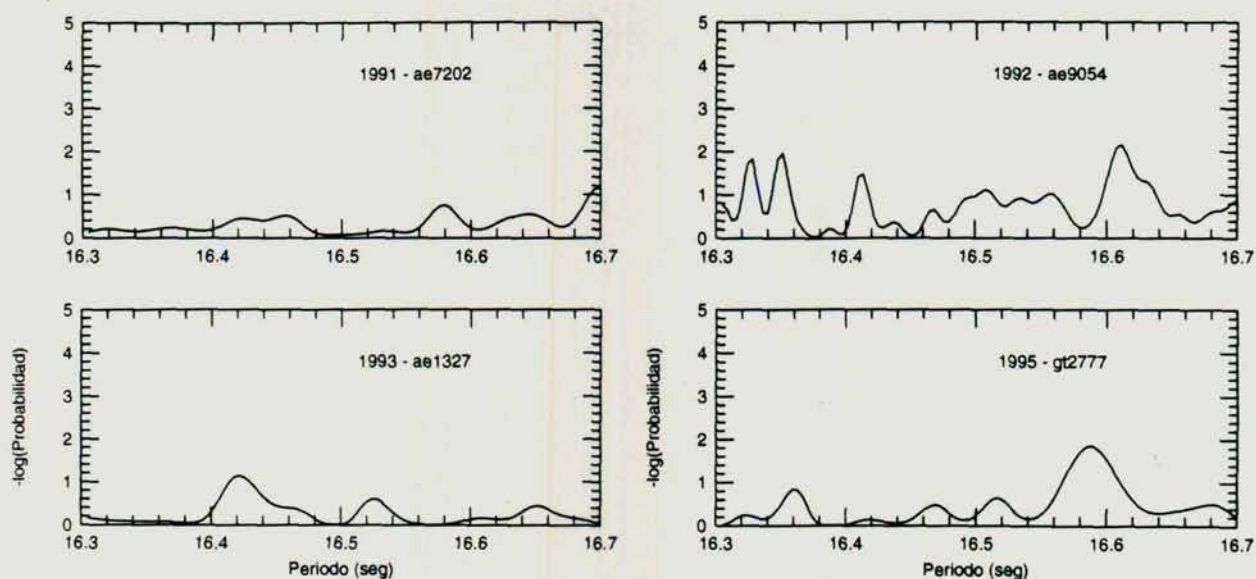
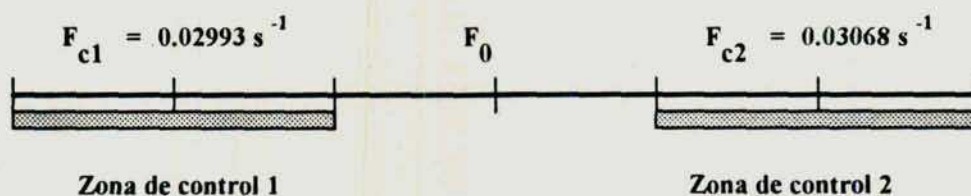


Figura 4.14: Test de Rayleigh para una observación particular de cada año en el primer armónico

Para determinar la confianza del test de Rayleigh y comprobar que no existe señal periódica artificial en nuestra base de datos como se deduce de los análisis realizados anteriormente, se aplicó el mismo criterio a dos zonas de control adyacentes a los límites superior e inferior, como se muestra a continuación:



donde F_{c1} es la frecuencia central de la región que resulta de restar a F_0 la longitud del intervalo de búsqueda (0.00032) y F_{c2} es lo mismo, pero a la derecha; el mismo

procedimiento se aplicó al primer armónico. No expondremos los gráficos correspondientes para no sobreabundar en los mismos; no se encontró anomalía alguna en ninguno de ellos y los valores de potencia de Rayleigh son consistentes con la distribución uniforme.

• Agrupamiento de observaciones:

En aquellas noches que incluyan observaciones consecutivas, se realizó un agrupamiento de las mismas utilizando información de fase y aplicando el test de Rayleigh; un ejemplo se muestra en la Figura 4.15 para el fundamental y el primer armónico. Tanto en este como en todas las posibles agrupaciones realizadas (y que pueden consultarse en el Apéndice IV) no se encuentra valor alguno significativo.

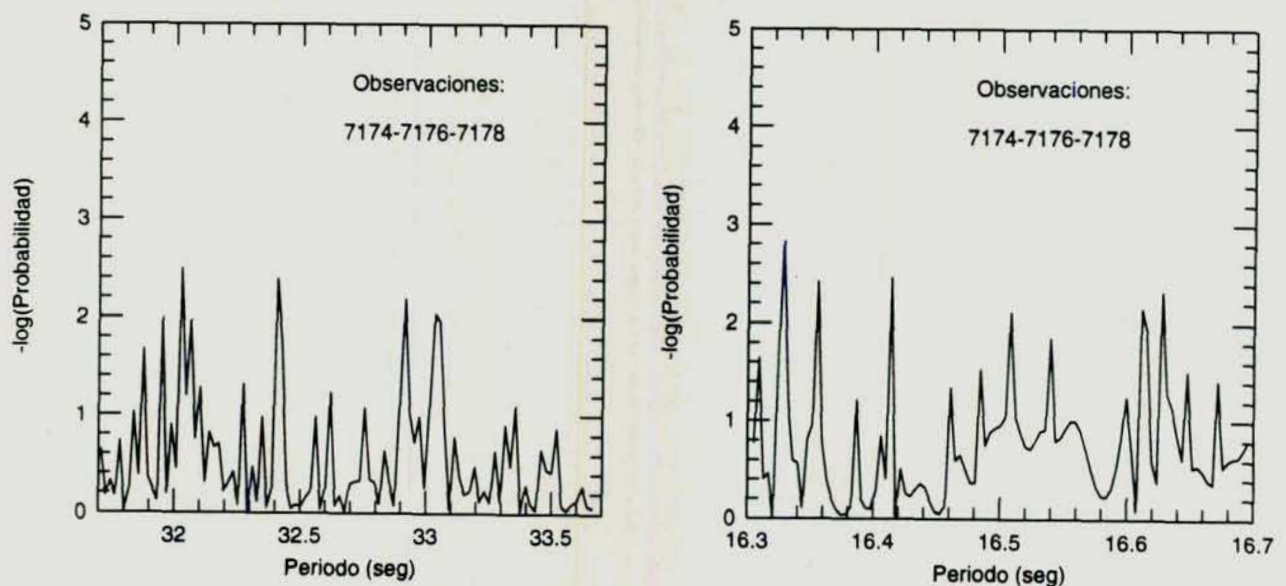


Figura 4.15: Test de Rayleigh para un agrupamiento de observaciones combinadas coherentemente a) Fundamental, b) Primer armónico.

- **Agrupamiento por año y conjunto total de datos:**

Debido al prolongado lapso de tiempo que transcurre entre diferentes noches de observación, no es posible utilizar la información de fase para combinarlas coherentemente; sin embargo, es posible aplicar el método de Eadie (1971) para sumar incoherentemente sobre un rango de frecuencias determinados. La Figura 4.16 muestra el resultado los 4 años de observaciones. Tampoco aquí se encuentran valores significativos de la potencia de Rayleigh. Se adoptó el criterio de calcular el espectro de frecuencias sobre un rango comprendido entre 15 mHz a 100 mHz, para comparar con el análisis efectuado por el grupo Potchefstroom (Meintjes et al., 1992); no se encuentran valores significativos que indiquen la presencia de emisión periódica.

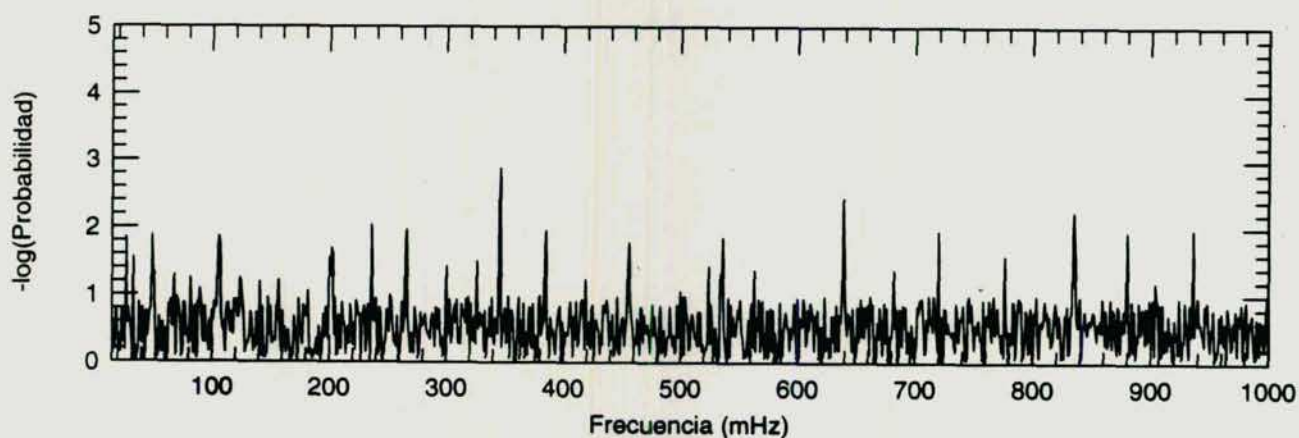


Figura 4.16: Combinación incoherente del conjunto total de datos del Whipple en un rango de 15 a 100 mHz.

4.5: Discusión de los resultados:

En este capítulo se realizó un extensivo análisis de las observaciones tomadas sobre la variable cataclísmica AE Aquarii la cual, en base a los reportes de los grupos de Durham y Potchefstroom quienes habrían descubierto emisión de radiación γ en el rango de los TeV; ambos observan periodicidad, aunque Potchefstroom lo hace en el fundamental sobre el conjunto total de datos sumados incoherentemente, mientras que Durham registra emisión episódica de corta duración 100% pulsada en el primer armónico. Por lo tanto, los análisis realizados en esta tesis se han centrado, fundamentalmente, en reproducir los anteriores trabajos y aplicar nuevos criterios para dilucidar si esta fuente es o no emisora de radiación γ para $E > 350 \text{ GeV}$. Dado el resultado negativo obtenido en esta tesis, es necesario una exhaustiva discusión acerca de los mismos para dejar establecidas las bases para futuras observaciones sobre este tipo de sistemas estelares.

1) *Emisión estable*: no existe modelo alguno propuesto que prediga la emisión continua de radiación γ de MAE pues no existirían las condiciones físicas para la aceleración de partículas a velocidades relativistas. No es sorprendente, entonces, la no detección de este tipo de emisión, por lo que no nos extenderemos sobre este punto.

2) *Emisión episódica (burst y flare)*: Un gran porcentaje de los reportes de detecciones de fuentes de radiación γ en el rango de las MAE han sido sobre fuentes que muestran una inesperada actividad y, a medida que transcurre el tiempo, decrecen hasta desaparecer (ver Weekes, 1992). Quizás la característica principal de este tipo de emisión sea su esporadicidad y su detección una cuestión de suerte; es razonable pensar

que episodios violentos tales como el burst de 1' del Durham sea un hecho excepcional, pero las observaciones ópticas indican claramente la existencia de un amplio espectro de intensidades que suceden diariamente (Potchefstroom registró 6 flares ópticos de Δm entre 0.46 y 1 sobre 15 observaciones) y cuya detección por parte de un instrumento con la sensibilidad del reflector de 10 m es indiscutible. Baste para ello recordar la detección de flares en dos fuentes extragalácticas, Markarian 421 y Markarian 501 (Lamb et al., 1995; Quinn et al., 1995) y visto también por el instrumento ASGAT en el rango X; aunque la escala temporal es distinta, esto prueba, más allá de toda duda, la capacidad del instrumento para detectar este tipo de fenómenos. En el mes de octubre de 1992 se realizaron tres noches de observaciones simultáneas con un telescopio óptico de 48" y con el reflector de 10 m (Figura 4.17); en la noche del 17 de octubre se aprecia claramente un flare de magnitud 1 pero no existe su contraparte en las observaciones MAE. En la figura 4.18 se muestran las sensibilidades de los distintos telescopios para diferentes escalas temporales de eventos aparentemente detectados; es claro que el reflector de 10 m está, por lo menos, en condiciones de competir con cualquiera de ellos en lo que a sensibilidad se refiere. Para ello comparemos el número de eventos producidos por este tipo de emisión episódica con la tasa normal de eventos detectados por el 10 m sobre la Nebulosa del Cangrejo:

Tasa de eventos registrada por el 10 m sobre la Nebulosa del Cangrejo: $2 \gamma \text{ min}^{-1}$.

Burst de 1' (Durham - Octubre 1990): $210 \gamma \text{ min}^{-1}$

Burst de 1-3' (Potchefstroom - Junio 1993): $23 \gamma \text{ min}^{-1}$.

Flare de 70' (Durham - Octubre 1993): $18 \gamma \text{ min}^{-1}$

Como se ha dicho en la sección 4.3.1, se adoptó un criterio conservativo de *(6 x long. de la ventana)* como número mínimo de eventos presentes para investigar si era o no un burst o flare; ningún evento similar fue encontrado en más de

40 hs de observaciones sobre la fuente, por lo que se concluye que *no existe emisión esporádica en el rango de energías $E > 350$ GeV y que, si lo hubiera, sería detectado con lo métodos de análisis aplicados en esta tesis.*

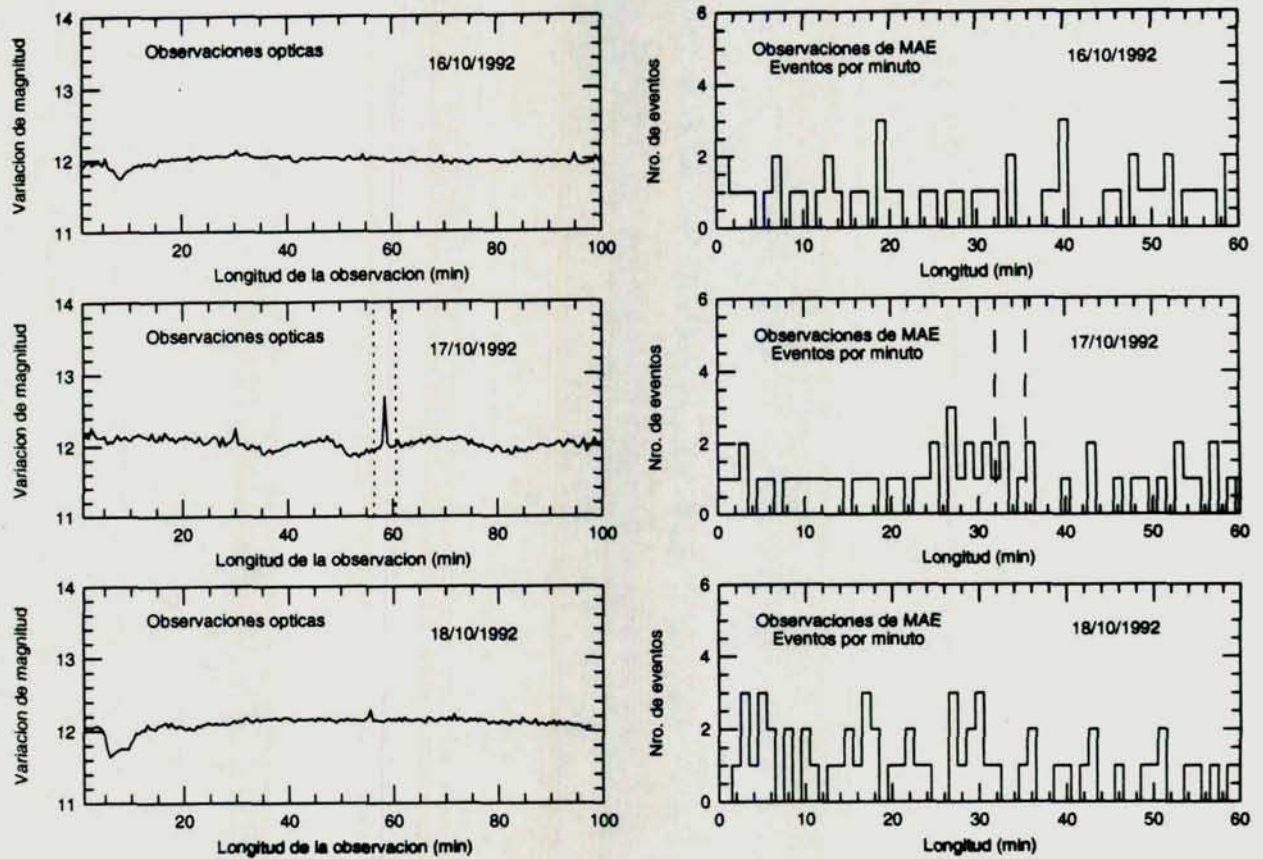


Figura 4.17: Observaciones simultáneas óptica y MAE de Octubre de 1992.
Se aprecia claramente un flare óptico sin su contraparte en MAE.

3) Emisión periódica: la habilidad de estos dos grupos para detectar señales periódicas parece sorprendente en virtud del número de reportes por ellos producidos y por contar con instrumentos de primera generación; el grupo Durham ha reportado emisión pulsada de:

- PSR 1937+21; PSR 1957+20; PSR 1855-09; PSR 0531+21; Cygnus X-3; Her X-1; 4U0115; Vela X-1; Sco X-1 y AE Aquarii.

Mientras que Potchefstroom reporta:

- PSR 1802-23 (con posterior rectificación en 1991); Vela X-1; Cen X-1; Sco X-1 y AE Aquarii.

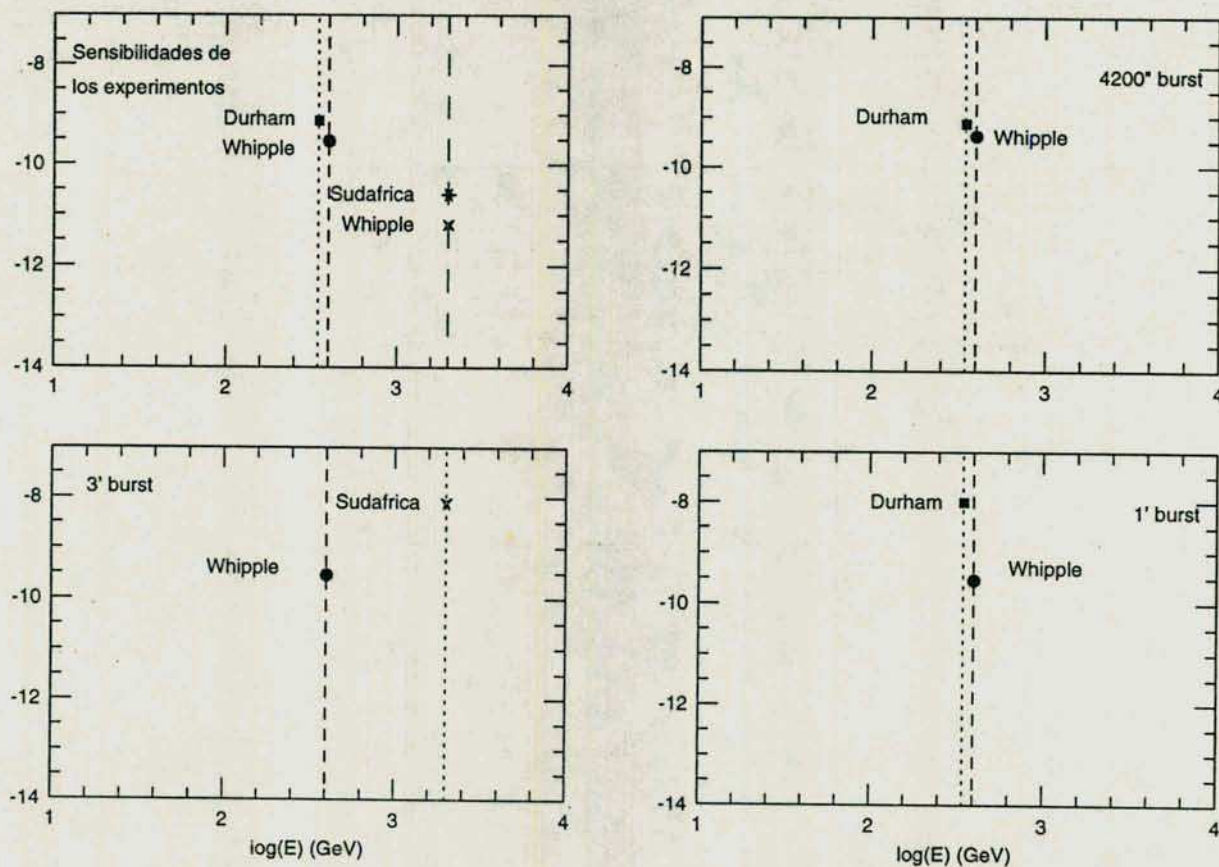


Figura 4.18: Gráfico comparativo de sensibilidades de los telescopios de Durham, Potchefstroom y Whipple para diferentes observaciones.

No ha habido confirmación de estas detecciones por ningún otro grupo a nivel mundial; un punto importante es que ni Durham ni Potchefstroom han

sido capaces de detectar la emisión proveniente de la Nebulosa del Cangrejo, que *sí* ha sido confirmada por varias observaciones de distintos grupos. Si bien es cierto que el grupo Whipple nunca ha detectado señal periódica alguna en el rango de los TeV, sí ha sido capaz de detectar la señal periódica proveniente del púlsar del Cangrejo utilizando un fotómetro óptico, un telescopio de 48" y el instrumental de registro y relojes que se usan normalmente en las observaciones de alta energía. Si bien no podemos estar completamente seguros de la precisión de nuestros relojes, el largo período de rotación de la enana blanca (> 33 seg) minimiza el problema de su exactitud.

Un último punto es considerar los modelos propuestos para explicar la emisión esporádica y periódica de esta fuente; hay dos de ellos: Atoyan y Aharonian (1995) y De Jeager (1993). Ambos han sido desarrollados *a posteriori* de las observaciones y se limitan a intentar explicar cómo ese tipo de emisión pudiera producirse; ninguno de ellos hace predicción alguna que pueda ser verificada a través de las observaciones lo cual pone una seria limitación a su validez.

4.6 - Conclusiones:

Los extensivos análisis realizados en esta tesis no permiten confirmar la detección por parte de los grupos de Durham y Potchefstroom de fotones γ de energías superiores a los 350 GeV en ninguno de los modos de emisión: estable, esporádica o periódica. Existen numerosos reportes de diferentes grupos de emisión esporádica proveniente de distintas fuentes (púlsars, binarias X, binarias cataclísmicas) y parecería ser una característica común en la Astronomía MAE. No podemos concluir desde nuestro resultado negativo que las detecciones previas de AE Aquarii no sean reales, pero pone un serio interrogante sobre su autenticidad y obliga a una profunda

revisión de los métodos utilizados por estos dos grupos en busca de efectos instrumentales y/o errores sistemáticos presentes en los datos que favorezcan la aparente detección de fenómenos periódicos, tal como surge del elevado número de las mismas efectuadas por esos dos grupos y nunca confirmadas por otro. La obtención de un amplio conjunto de datos que abarque un extenso período de tiempo es altamente recomendable y, en este objetivo, es posible la utilización de telescopios de mediana sensibilidad, no requiriéndose instrumentos del tipo del reflector de 10 m o el CANGAROO dado que el tipo de emisión buscada no lo requiere.

CAPITULO 5

Conclusiones y Futuro de la Astronomía de radiación y de MAE.

Conclusiones:

Los resultados obtenidos en este trabajo pueden resumirse en: a) el desarrollo e implementación de la Relación de Dureza como una primera aproximación a la caracterización de la ley espectral de una fuente y su incorporación como análisis estándar en el Whipple Observatory, y b) como resultado de extensos análisis, la no detección en ningún modo de emisión por parte de AE Aquarii exige un replanteo de las detecciones reportadas por los grupos Durham y Potchesftroom. La habilidad del reflector de 10 m para detectar una fuente con flujo similar al de la Nebulosa del Cangrejo a un nivel de significancia estadística de 3σ es menor a 30 minutos de observación sobre la fuente, por lo que no caben dudas acerca de la veracidad de nuestras conclusiones en lo referente a emisión estable y esporádica; no podemos asegurar que la emisión periódica no se produce pues no existe uniformidad de criterio en los métodos a usar para detectar este tipo de emisión ni contamos con la información suficiente sobre los instrumentos de los otros dos grupos que nos permitan determinar qué tipo de errores puedan estar involucrados, ya sea en la detección como en

el posterior análisis de los datos. La sensibilidad del Reflector de 10 m del Observatorio Whipple es, *por lo menos*, comparable con los otros dos detectores dentro del rango dinámico de los mismos y si bien la base de datos es menor en nuestro caso, es lo suficientemente amplia como para validar nuestros resultados.

Nuevos y futuros telescopios:

Nuevos telescopios atmosféricos Cerenkov han comenzado su operación en los últimos años que poseen alguna técnica para discriminar la señal producida por fotones γ del fondo de radiación cósmica y así incrementar la sensibilidad de los detectores en el rango de las MAE. Actualmente hay dos técnicas en uso: imágenes y muestreo de frente de onda. Resumiremos a continuación algunos de los nuevos y propuestos telescopios, tanto sea que estén en operación o propuestos.

La Colaboración Whipple está construyendo el **GRANITE** (Gamma-Ray Astrophysics New Imaging Telescope), que consiste en un segundo reflector de 10 m con una cámara de alta resolución ubicado a 140 m de distancia del existente; el objetivo es observar cascadas estereoscópicamente, lo que permitirá determinar la dirección de origen de una cascada generada por un fotón γ primario con una precisión de 0.1° en dos dimensiones. La energía umbral de este sistema será ≈ 0.1 TeV por el uso de coincidencias entre ambos telescopios y se estima un incremento por un factor 10 de la sensibilidad respecto del sistema anterior. Se espera que comenzará a tomar datos a partir del primer semestre de 1996.

El grupo japonés-australiano **CANGAROO** (Collaboration of Australia and Nippon for a Gamma-Ray Observatory in the Outback) tiene actualmente en funcionamiento un telescopio con una cámara de alta resolución con 220 elementos, 0.14° de resolución y 3° de campo de visión; esta cámara está ubicada en el foco de un reflector astronómico de alta calidad de 3.8 m de diámetro y está ubicado en Woomera, Australia. La energía umbral está estimada en 1 TeV, menor a la del reflector de 10 m debido a la menor superficie reflectora. Un segundo reflector, **BIGRAT** (Bi-centennial Gamma-Ray Telescope) con una cámara consistente en un fotomultiplicador multiánodo de 45 elementos y con un anillo externo de 8 fototubos está localizado a 100 m de distancia del primero para usarse como sistema estereoscópico.

La Colaboración **HEGRA** tiene ubicado en La Palma, Las Canarias, un reflector de 5 m^2 y una cámara de 37 elementos con una resolución de 0.42° y un campo de visión de 3° ; este grupo ha detectado la emisión de la Nebulosa del Cangrejo para $E > 2 \text{ TeV}$, pero no ha podido confirmar las detecciones de AE Aquarii. Durante 1996 entrará en operación un segundo reflector con el doble del área del primero y una cámara de 127 elementos con 0.25° de resolución. La intención es completar un conjunto de 5 telescopios (los otros tres iguales a este último), dispuestos en forma de cruz apartados 85 m cada uno.

El proyecto **SHALON-ALATOO** está en las etapas finales de construcción en Tien Shan y consiste en dos reflectores de 10 m^2 separados por 260 m, cada uno con una cámara con 144 elementos con resolución de 0.6° y campo de visión de 7° ; además se agregarán 10 pequeños reflectores con un sólo fnt con 7° de

campo de visión y distribuidos alrededor de los anteriores, separados por 130 m para ser usados en muestreo de frente de ondas. El uso de los dos métodos (imágenes y muestreo de frente de ondas) se espera que permita una mayor eficiencia en la discriminación de las cascadas- γ de las cascadas-p.

Está en etapa de pruebas el sistema denominado **ASGAT** (Astronomie Gamma À Thémis) que emplea 7 espejos separados por 120 m con un arreglo de 7 fototubos en cada uno y utiliza la técnica de muestreo de frente de ondas; pruebas preliminares han detectado emisión de la Nebulosa del Cangrejo con 5σ de significancia.

El grupo Durham está probando en Narrabi, Australia, un sistema con 109 fototubos, similar al del Observatorio Whipple, pero disparado requiriendo coincidencia con otros dos telescopios de 7 elementos cada uno montados a los lados del primero.

Existe una serie de nuevas técnicas propuestas para disminuir la energía umbral de los telescopios y para observar en la parte superior de esta banda de energía (≈ 10 TeV) y numerosos proyectos en ejecución y en construcción para energías aún mayores (> 100 TeV); podemos concluir que la proliferación de nuevos detectores con menores energías umbrales y mayor sensibilidad, incrementará el número de fuentes detectadas en las cuales se producen los mensajeros de procesos capaces de generar energías imposibles de reproducir en laboratorios localizados en la Tierra y permitirnos investigar procesos físicos de alta energía que tienen lugar en ellas. Los instrumentos localizados en satélites están proporcionando una enorme cantidad de

fuentes potenciales para que los próximos detectores con base en tierra puedan observar e incrementar, así, el desarrollo de este campo. Es importante destacar que sólo una fracción muy pequeña del cielo ha sido observada con los nuevos detectores y que la cobertura en el hemisferio sur es aún escasa; se espera que puedan ser descubiertas, en un futuro no muy lejano, fuentes con flujos comparables (o aún mayores) a la de la Nebulosa del Cangrejo.

APENDICE I

Definición de los parámetros de una imagen de MAE

Como se ha dicho en este trabajo, la imagen generada por un fotón γ de MAE es aproximadamente elíptica y es recogida en una cámara que contiene un arreglo de fototubos. Supongamos que cada fototubo tenga coordenadas angulares, medidas en grados sexagesimales, (x_i, y_i) y cuyo origen es el centro de la cámara. Si una señal de intensidad s_i es registrada por el fototubo i y que el eje de la imagen es una recta de ecuación:

$$y = ax + b$$

se definen los siguientes momentos y desviaciones usuales:

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i}{\sum_i s_i}$$

$$\langle y \rangle = \frac{\sum_i s_i y_i}{\sum_i s_i}$$

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i^2}{\sum_i s_i}$$

$$\langle y^2 \rangle = \frac{\sum_i s_i y_i^2}{\sum_i s_i}$$

$$\langle xy \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i y_i}{\sum_i s_i}$$

las desviaciones son:

$$\sigma_{x^2} = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2$$

$$\sigma_{y^2} = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2$$

$$\sigma_{xy} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle$$

si definimos: $d = \sigma_{x^2} - \sigma_{y^2}$, entonces:

$$a = \frac{\left\{ d + \sqrt{d^2 + 4(\sigma_{xy}^2)} \right\}}{2\sigma_{xy}} \quad y \quad b = \langle y \rangle - a\langle x \rangle$$

$$z = \sqrt{d^2 + 4\sigma_{xy}^2}$$

$$u = 1 + \frac{d}{z} \quad y \quad v = 1 - \frac{d}{z}$$

entonces los parámetros de imagen quedan definidos por:

$$\langle Largo \rangle^2 = \frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} + z}{2}$$

$$\langle Ancho \rangle^2 = \frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} - z}{2}$$

$$\langle Desvío \rangle^2 = \frac{u\langle x \rangle^2 + v\langle y \rangle^2}{2} - \frac{2\sigma_{xy}\langle x \rangle\langle y \rangle}{z}$$

$$\langle Distancia \rangle^2 = \langle x \rangle^2 + \langle y \rangle^2$$

$$Orientación = \alpha = \arcsen\left(\frac{Desvío}{Distancia}\right)$$

$$\langle Ancho - Azimutal \rangle^2 = \frac{\langle x \rangle^2 \langle y^2 \rangle - 2\langle x \rangle \langle y \rangle \langle xy \rangle + \langle x^2 \rangle \langle y \rangle^2}{\langle x \rangle^2 + \langle y \rangle^2}$$

APENDICE II

Observaciones de AE Aquarii tomadas con el Reflector de 10 m del Whipple Observatory.

Las tablas que desarrollamos a continuación corresponden a las observaciones realizadas durante los años 1991, 1992, 1993 y 1995. Durante los tres primeros años se utilizó la versión de la cámara consistente en 91 fototubos de 2,5 cm y 18 fototubos de 5 cm de diámetro; en 1995 se reemplazaron estos últimos por 18 fototubos de 2,5 cm, quedando la cámara con 109 fotomultiplicadores del mismo tipo. Asimismo, desde 1993 se incorporaron conos de luz que se utilizan hasta el presente.

Convención:

C/S: observaciones en modo Con/Sin Fuente.

S/C: observaciones en modo Sin/Con Fuente.

S: observaciones en modo Seguimiento.

Apéndice II

AÑO 1991					
Observación	Fecha	Elevación media	Duración	Cielo	Modo
7174/5	911004	57.3°	28'	A	C/S
7176/7	911004	55.1°	28'	A	C/S
7178/9	911004	48.2°	28'	A	C/S
7202/3	911005	57.4°	28'	A	C/S
7204/5	911005	55.0°	28'	A	C/S
7206/7	911005	47.6°	28'	A	C/S
7224/5	911006	57.2°	28'	A	C/S
7228/9	911006	55.2°	28'	A	S/C
7230/1	911006	57.2°	28'	A	C/S
7258/9	911007	56.6°	28'	A	C/S
7262/3	911007	56.0°	28'	A	C/S
7297/8	911008	57.4°	28'	A	C/S
7299/300	911008	56.0°	28'	A	C/S
7301/2	911008	47.7°	28'	A	C/S
7325/6	911009	57.5°	28'	A	C/S
7329/30	911009	47.2°	38'	A	C/S
7462/3	911030	49.4°	28'	A	C/S
7472/3	911101	47.2°	28'	A	S/C
7508/9	911104	50.1°	28'	A	C/S
7560/1	911106	54.8°	28'	A	C/S
7591/2	911107	47.1°	28'	A	C/S
7593/4	911107	37.0°	28'	A	C/S
7616/7	911108	54.4°	28'	A	C/S
7620/1	911108	46.0°	28'	A	C/S
7646/7	911109	53.4°	28'	A	C/S
7651/2	911109	43.6°	28'	A	C/S

Apéndice II

A Ñ O 1 9 9 2					
Observación	Fecha	Elevación media	Duración	Cielo	Modo
9054	920923	56.4°	60'	A	S
9055	920923	57.1°	60'	A	S
9056	920923	52.4°	60'	A	S
9062	920924	53.8°	60'	A	S
9063	920924	57.4°	60'	A	S
9064	920924	54.6°	40'	A	S
9076	920925	56.6°	28'	A	S
9078	920925	54.4°	40'	A	S
9094	920926	57.0°	53'	A	S
9104	920927	55.2°	60'	A	S
9105	920927	57.3°	30'	A	S
9124	920928	57.3°	60'	B	S
9162	920930	56.6°	30'	A	S
9163	920930	54.2°	30'	A	S
9164	920930	50.6°	30'	A	S
9182	921001	51.9°	30'	A	S
9339	921017	56.9°	60'	A	S
9340	921017	56.3°	60'	A	S
9341	921017	50.0°	25'	A	S
9350	921018	57.0°	60'	B	S
9351	921018	54.7°	60'	B	S
9352	921018	47.0°	15'	B	S
9353	921018	43.0°	40'	B	S
9363	921019	57.3°	60'	B	S
9364	921019	55.4°	60'	B	S
9365	921019	48.1°	60'	B	S
9369	921020	57.4°	40'	C	S
9370	921020	56.0°	30'	C	S
9371	921020	53.0°	20'	B	S
9372	921020	49.5°	20'	B	S
9373	921020	46.5°	40'	B	S
9396	921022	53.3°	60'	B	S
9427	921026	56.6°	60'	A	S

Apéndice II

AÑO 1993

Observación	Fecha	Elevación media	Duración	Cielo	Modo
1324	931011	57.6°	35'	B	S
1325	931011	53.2°	60'	F	S
1326	931011	50.0°	60'	F	S
1329	931012	57.3°	120'	D	S
1339	931013	57.4°	60'	B	S
1365	931015	53.4°	25'	B	S
1368	931016	57.4°	30'	C	S
1369	931016	56.7°	30'	B	S
1370	931016	54.4°	30'	B	S
1371	931016	50.6°	30'	B	S
1617	931111	52.9°	30'	C	S

AÑO 1995

Observación	Fecha	Elevación media	Duración	Cielo	Modo
2747	950722	56.9°	30'	A	S
2748	950722	54.4°	30'	A	S
2776	950724	55.9°	30'	A	S
2777	950724	53.3°	30'	A	S
2778	950724	50.1°	30'	A	S
2795	950725	56.2°	30'	A	S
2807	950726	56.0°	30'	B	S
2808	950726	53.3°	30'	B	S
2823	950727	56.1°	30'	A	S
2824	950727	54.6°	30'	A	S
2834	950728	59.6°	30'	A	S
2835	950728	57.5°	30'	A	S
2836	950728	54.3°	30'	A	S
2837	950728	51.6°	30'	A	S
2838	950728	48.7°	30'	A	S

APENDICE III

PSR1951+32

III.1 - Descripción de la fuente:

La detección de este púlsar, en el rango de los MeV, por el grupo **EGRET** perteneciente al equipo que opera el **CGRO** (Ramanamurthy et al., 1995) motivó que el Whipple Observatory realizara observaciones en el rango de las MAE para determinar la factibilidad de que esta fuente en el rango de los MeV pudiera también, ser emisora en los TeV.

El púlsar PSR1951+32 fué descubierto por Kulkarni et al. (1988) en la Nebulosa CTB 80 con un período de 39.5 ms; emite un sólo pulso en radiofrecuencia con un FWHM de 10% de su período. De las observaciones radioastronómicas se deducen las siguientes características (Taylor et al., 1993):

- Período: 39.5 ms
- Distancia: 1.5 - 3 Kpc
- Edad: 1.1×10^5 años
- Campo magnético superficial: $\approx 4.9 \times 10^{11}$ G
- Tasa de pérdida de energía rotacional: 3.7×10^{36} erg/s

III.2 - Observaciones del instrumento Egret y Whipple:

El instrumento EGRET del CGRO observó la fuente en nueve diferentes periodos entre Mayo de 1991 y Julio de 1994; se detectaron en total 344 eventos para energías $E > 100$ MeV construyéndose la curva de luz de la Figura AIII-1. La ley espectral de la fuente fue establecida como (Figura AIII-2):

$$dN_{\gamma} / DE = (3.8 \pm 0.5) \times 10^{-11} \times (E / 712 \text{ MeV})^{-1.74 \pm 0.11} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$$

PSR1951+32 fue observado por el Whipple durante el mes de junio de 1995 utilizando la versión nueva de la cámara de alta resolución, esto es, 109 fototubos de 2.5 cm y conos de luz. Se obtuvieron 3 pares Con/Sin fuente y 13 en modo Seguimiento, de acuerdo a la Tabla AIII-1.

Apéndice III

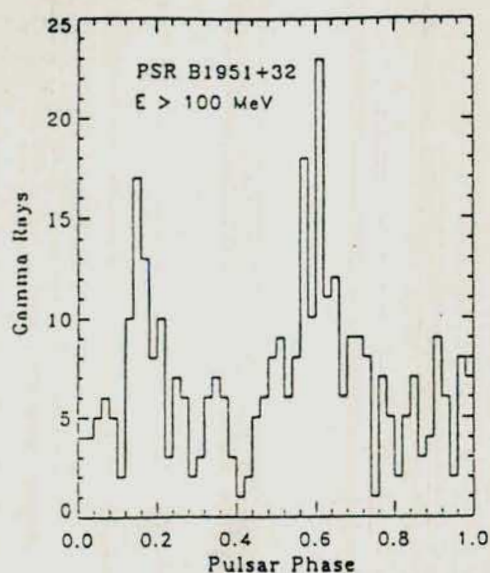


Figura AIII-1: Curva de luz de PSR1951 para 344 eventos; fase 0 corresponde al pico de radio emisión.

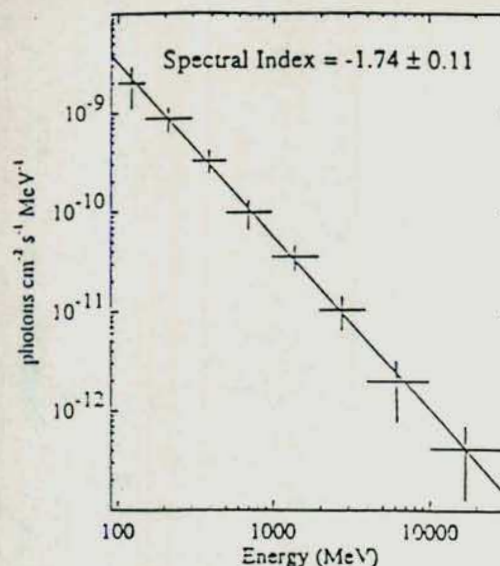


Figura AIII-2: Espectro de energía de PSR1951+32.

PSR 1951+32: Observaciones C/S Fuente.					
	Crudos	Disparo	Forma	Orient.	Ambos
Con	64.961	30.763	256	1.307	34
Sin	63.625	30.441	260	1.331	37
Signific.	3,73	1,30	-0,18	-0,47	-0,36

Tabla AIII-1: Observaciones MAE realizadas con el reflector de 10 m.

Dado que, como se deduce de la Tabla anterior, los eventos pertenecen al fondo y no a emisión por parte de la fuente, podemos dedcir un límite superior para el flujo máximo emitido utilizando los 3 pares C/S (84 minutos) y las

13 observaciones en modo Seguimiento combinadas con las 3 anteriores Con fuente (448 minutos):

$$- 3 \text{ C/S} \rightarrow \text{Flujo Máximo (E} > 350 \text{ GeV)} > 1,37 \times 10^{-11} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$- 13 \text{ en modo Seguimiento} + 3 \text{ Con Fuente} > 5,44 \times 10^{-12} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Si graficamos el espectro integral de energías a partir de la ley dada por la ec. AIII-1, y extrapolamos hacia energías del orden de los TeV, obtenemos la Figura AIII-3, en la cual puede verse que los límites superiores indican que sería es posible, con los actuales instrumentos, detectar el flujo proveniente de una fuente con esas características, lo que indica que la predicción realizada por el grupo EGRET no es correcta.

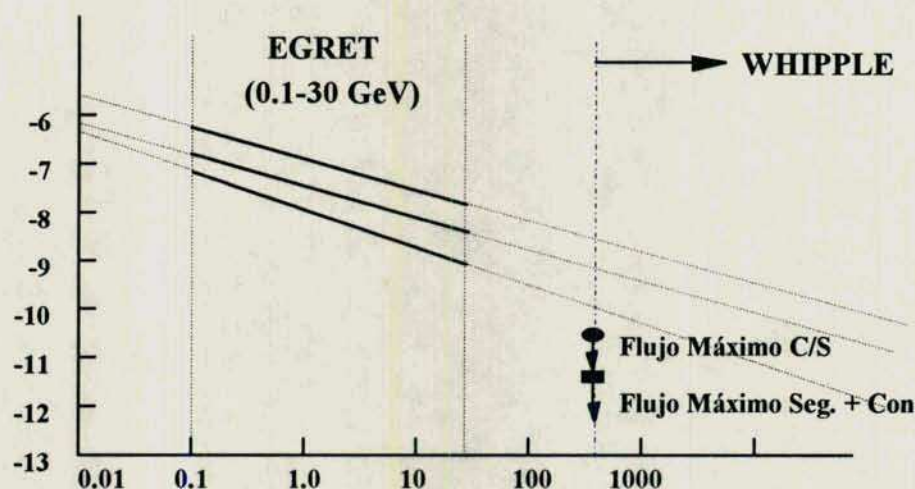


Figura AIII-3: Espectro integral de energías para PSR1951+32 para el instrumento EGRET y los límites calculados en este trabajo.

Las observaciones del instrumento EGRET indican que este púlsar podría ser emisor de radiación γ pulsada de MAE; las observaciones del Whipple Observatory con el reflector de 10 m no indican presencia de emisión estable de fotones γ MAE; se han podido calcular límites superiores que indican claramente que se encuentra dentro del límite de detectabilidad de los instrumentos actuales, por lo que podemos concluir que no es emisor de radiación γ de MAE para $E > 0.4$ TeV, pero la situación es diferente al analizar emisión periódica dado que esa emisión estaría confinada a la región del pico principal. Este tipo de análisis no ha podido realizarse aún por falta de efemérides de la fuente.

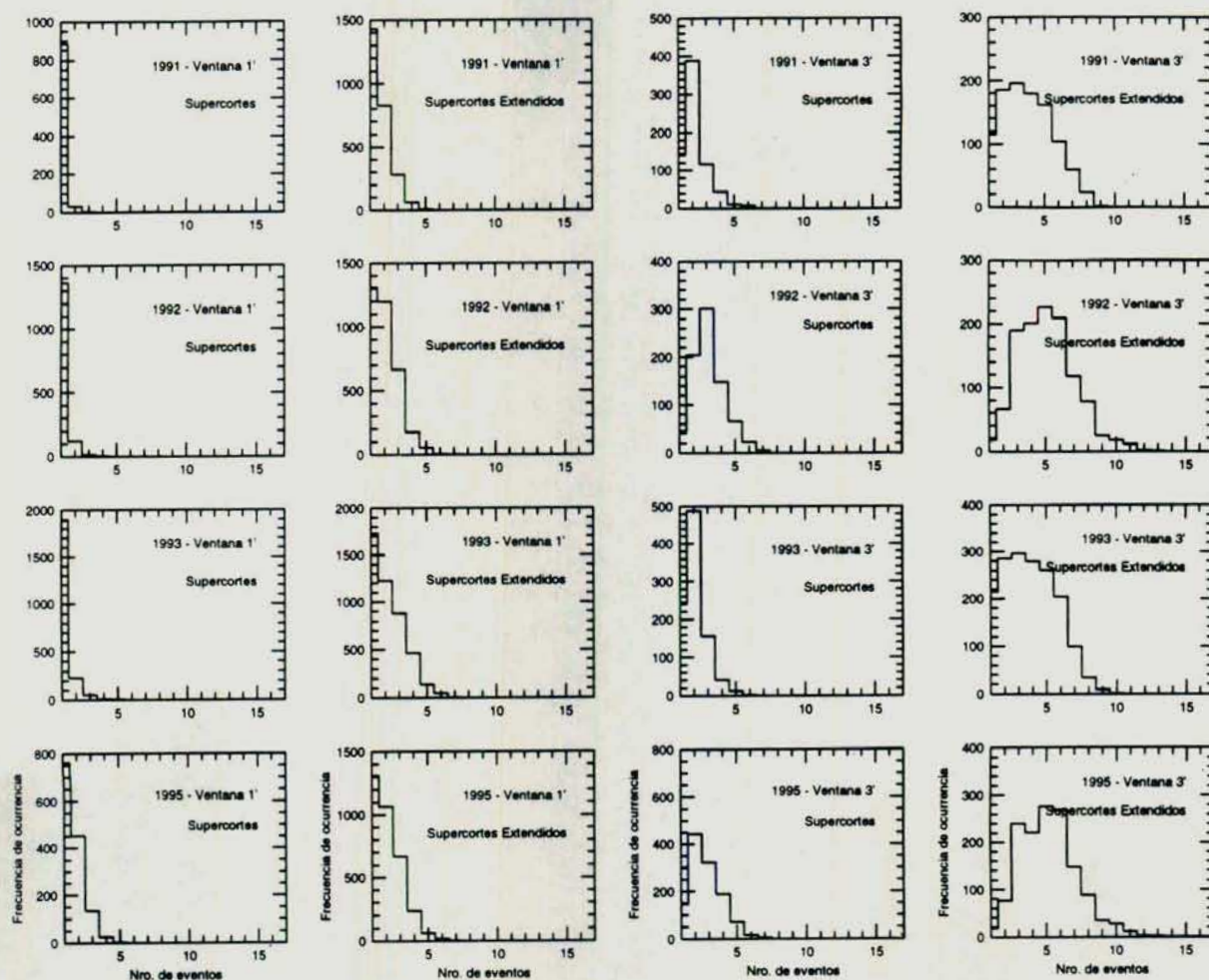
Los próximos pasos relacionados al estudio de PSR1951+32 es la búsqueda de emisión periódica por lo que se recomienda continuar las observaciones en modo Seguimiento por, al menos, 20 horas para tener una base de datos consistente con la sensibilidad del detector.

APENDICE IV

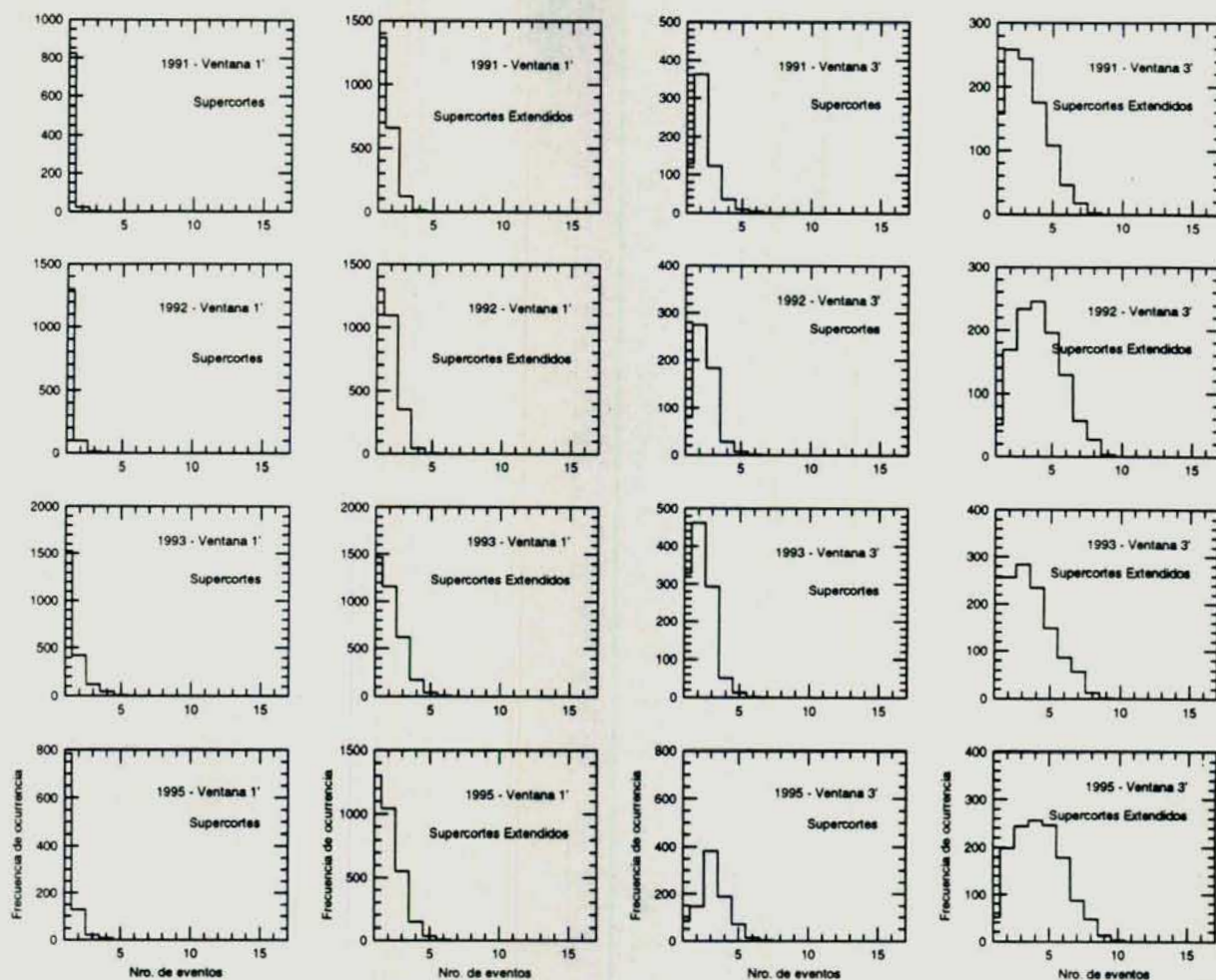
Presentación de los gráficos correspondientes a los diversos análisis realizados sobre AE Aquarii.

Como ha sido oportunamente advertido al principio de este trabajo, la cantidad de gráficos producidos para el análisis de los diferentes modos en que esta potencial fuente pudiera emitir es lo que motivó que sean separados del cuerpo principal de la tesis para no perder claridad; es por eso que los reproducimos en el presente apéndice para que aquel lector interesado pueda realizar una inspección más detallada. Presentamos los resultados de:

- búsqueda de emisión esporádica (burst y flare) a través de ventanas de longitudes variables. Se separó en tres grandes grupos seleccionando por *tamaño* y no se presentan los correspondientes a ventana de 10' y *tamaño* > 2400 dc por no aportar información útil.
- búsqueda de emisión pulsada: cada observación individual y agrupamiento cuando ello sea posible.

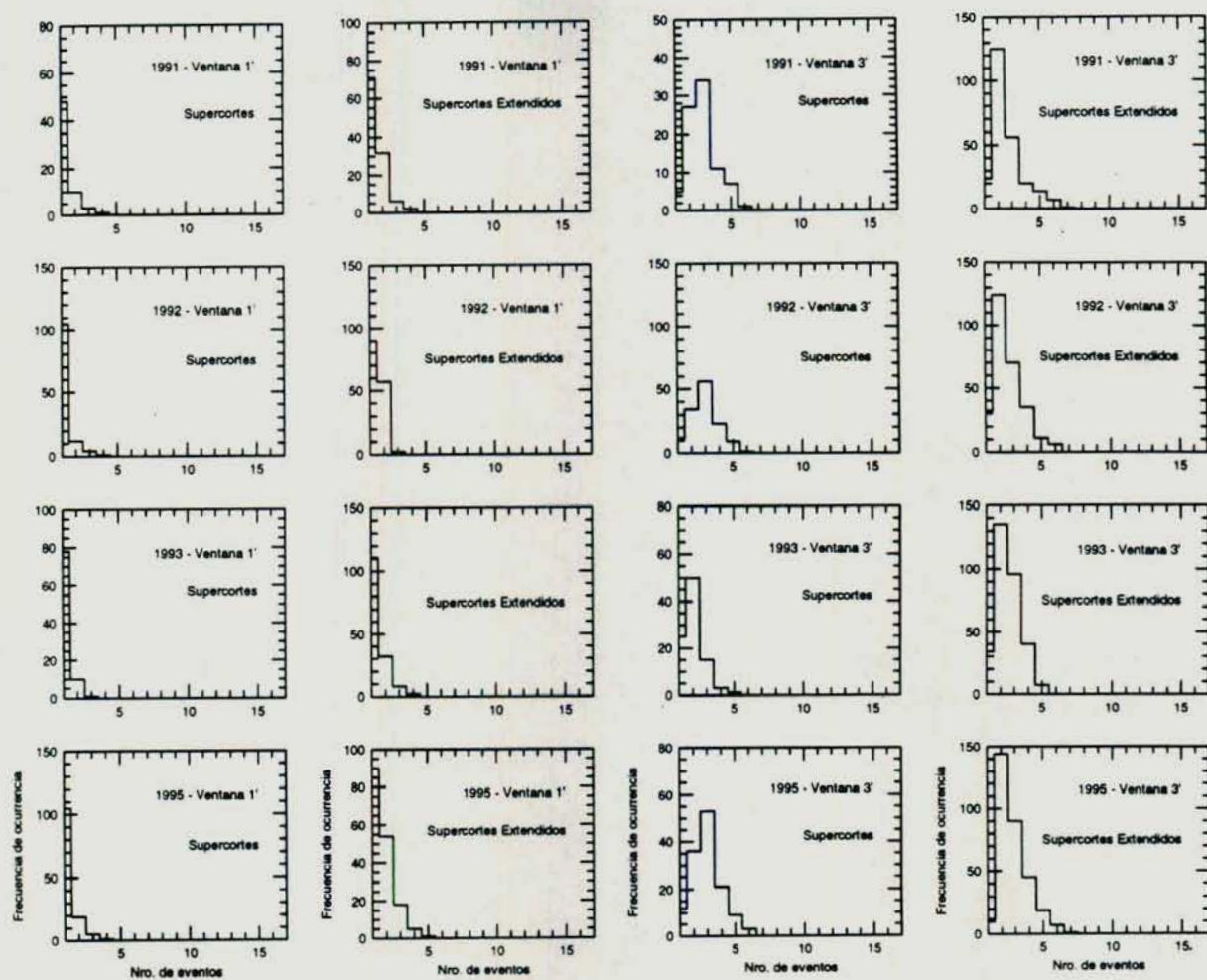


AIV-1: Búsqueda de emisión esporádica sin selección por *tamaño*, años 1991-1992-1993 y 1995 mostrando ventanas de 1'y 3' con Supercortes y Supercortes Extendidos.



AIV-1: Búsqueda de emisión esporádica con selección por tamaño < 800 dc, años 1991-1992-1993 y 1995 mostrando ventanas de 1'y 3' con Supercortes y Supercortes Extendidos.

Apéndice IV



AIV-1: Búsqueda de emisión esporádica con selección por $800\text{ dc} < \text{tamaño} < 2400\text{ dc}$, años 1991-1992-1993 y 1995 mostrando ventanas de 1'y 3' con Supercortes y Supercortes Extendidos.

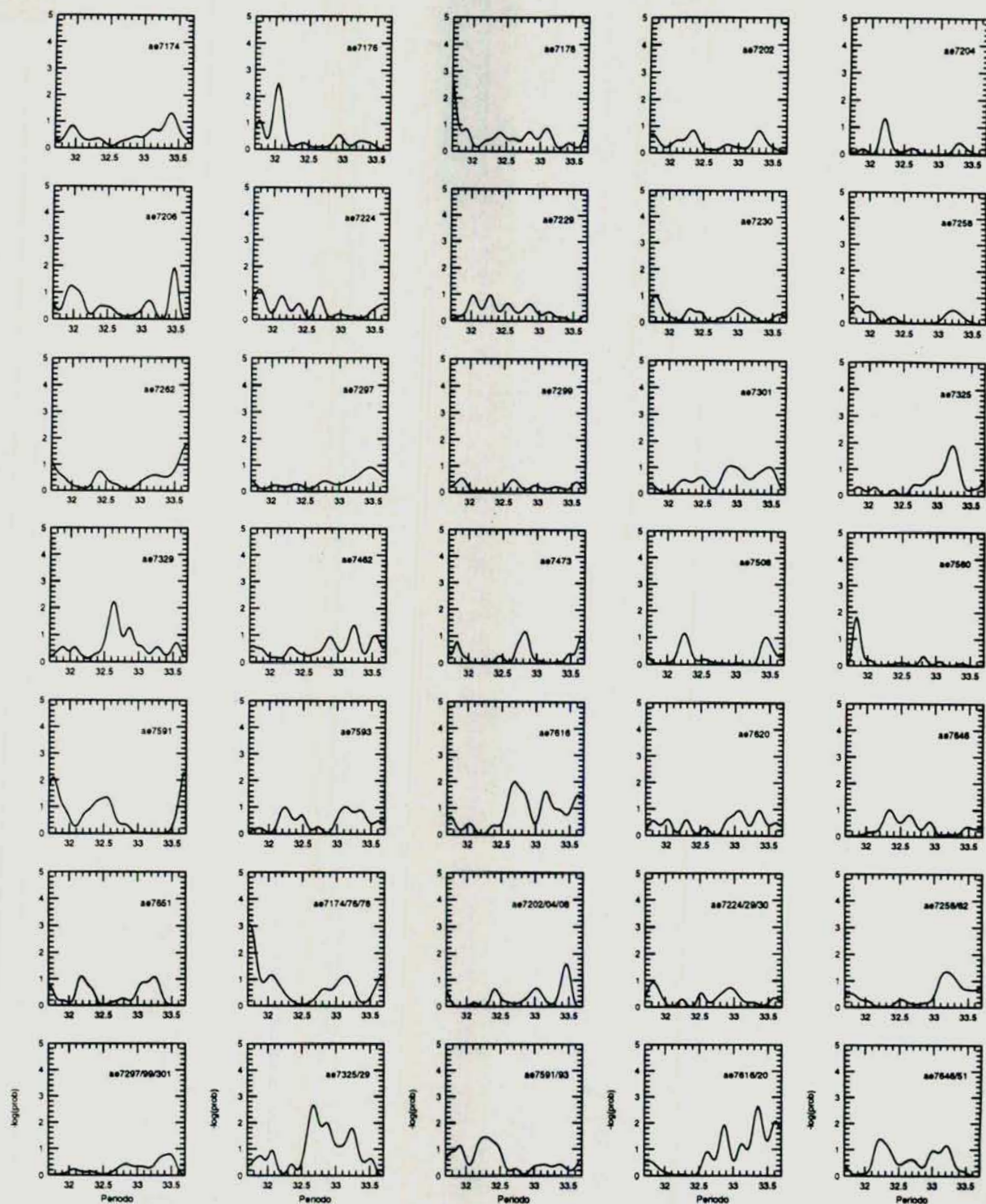


Figura AIV-4: Búsqueda de emisión periódica en el *Fundamental* durante el año 1991 utilizando *Supercortes*; test de Rayleigh aplicado a cada observación individualmente y agrupados con información de fase para observaciones realizadas en la misma noche.

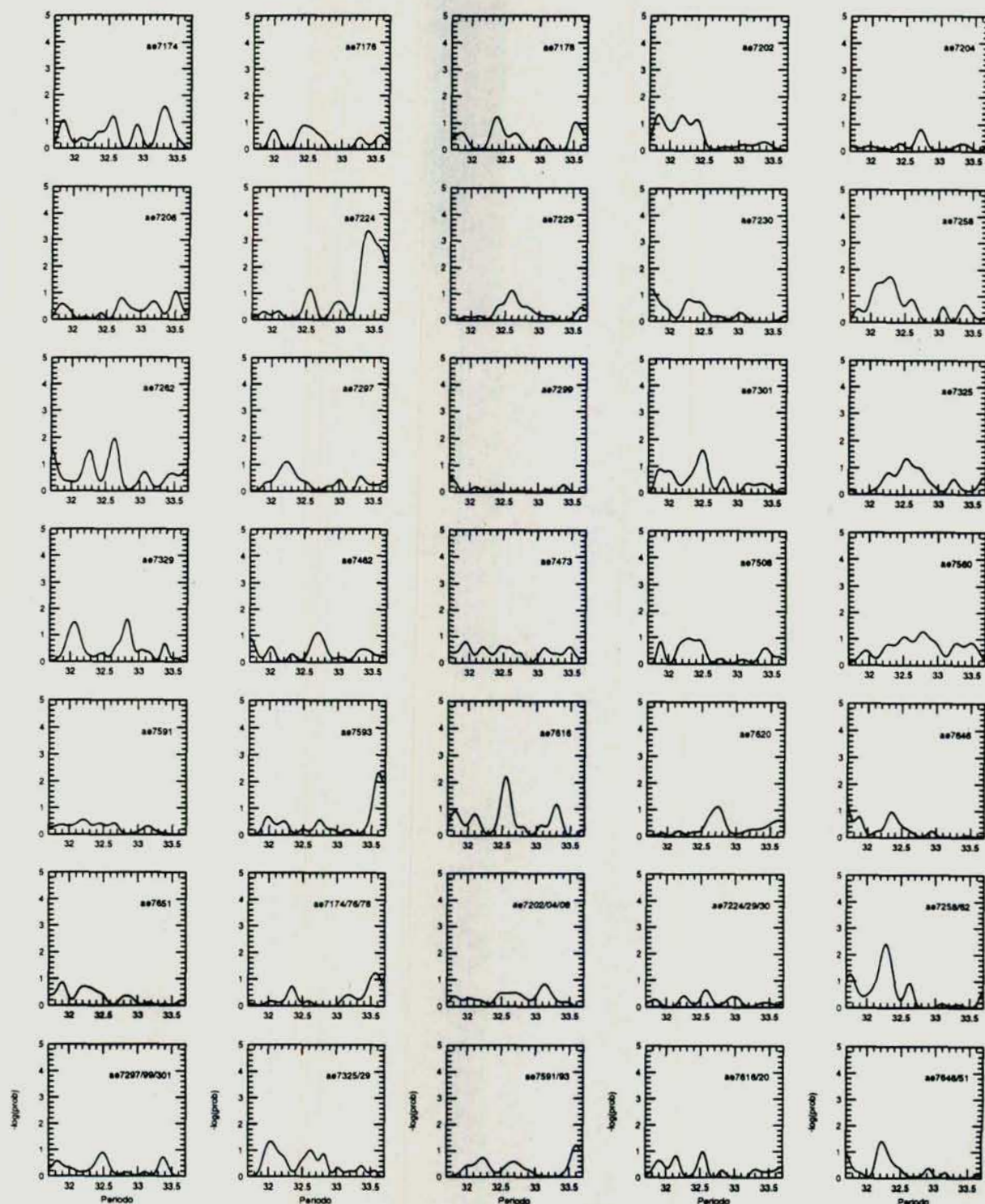


Figura AIV-5: Búsqueda de emisión periódica en el *Fundamental* durante el año 1991 utilizando *Supercortes Extendidos*; test de Rayleigh aplicado a cada observación individualmente y agrupados con información de fase para observaciones realizadas en la misma noche.

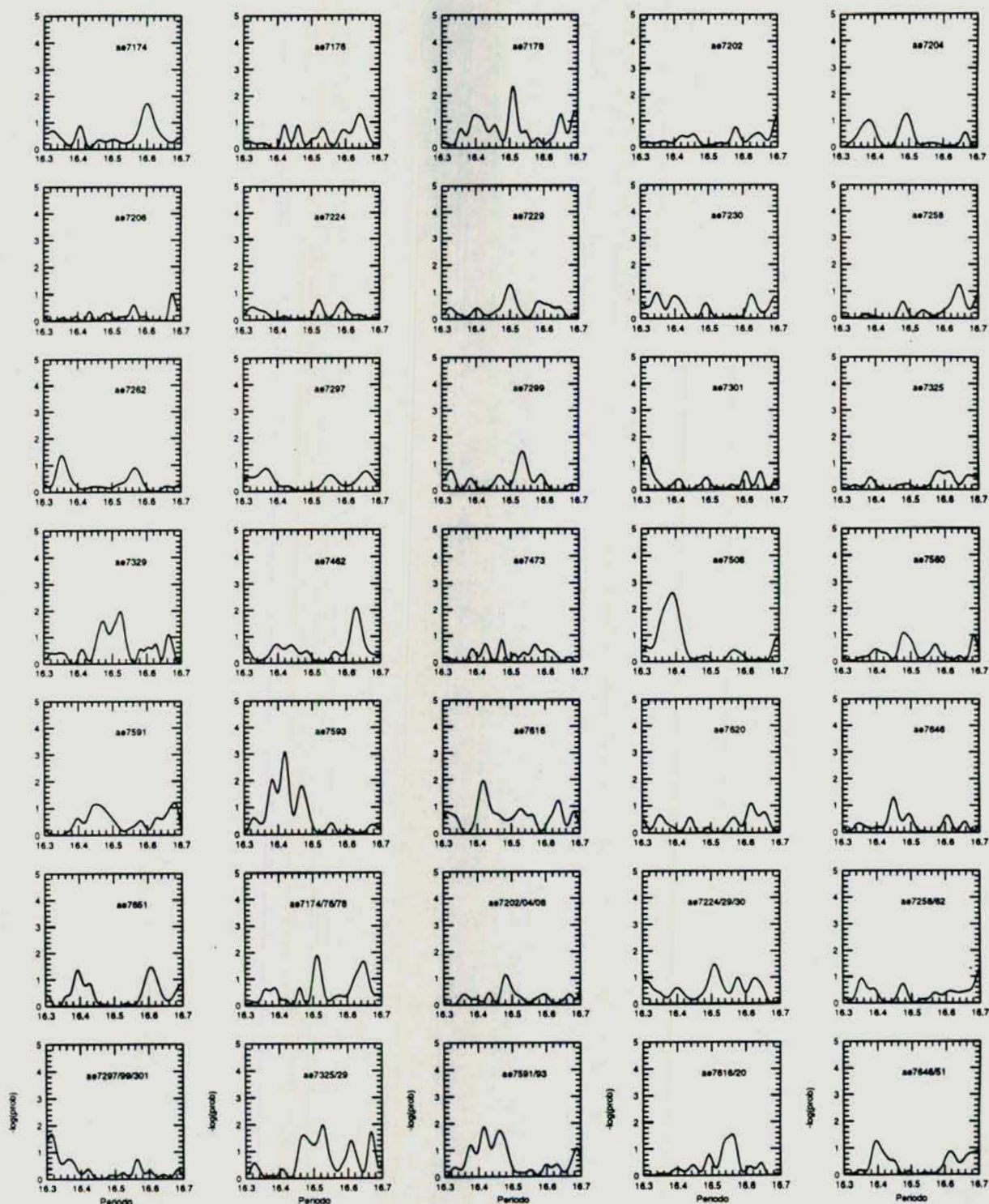


Figura AIV-6: Búsqueda de emisión periódica en el *Primer Armónico* durante el año 1991 utilizando *Supercortes*; test de Rayleigh aplicado a cada observación individualmente y agrupados con información de fase para observaciones realizadas en la misma noche.

Apéndice IV

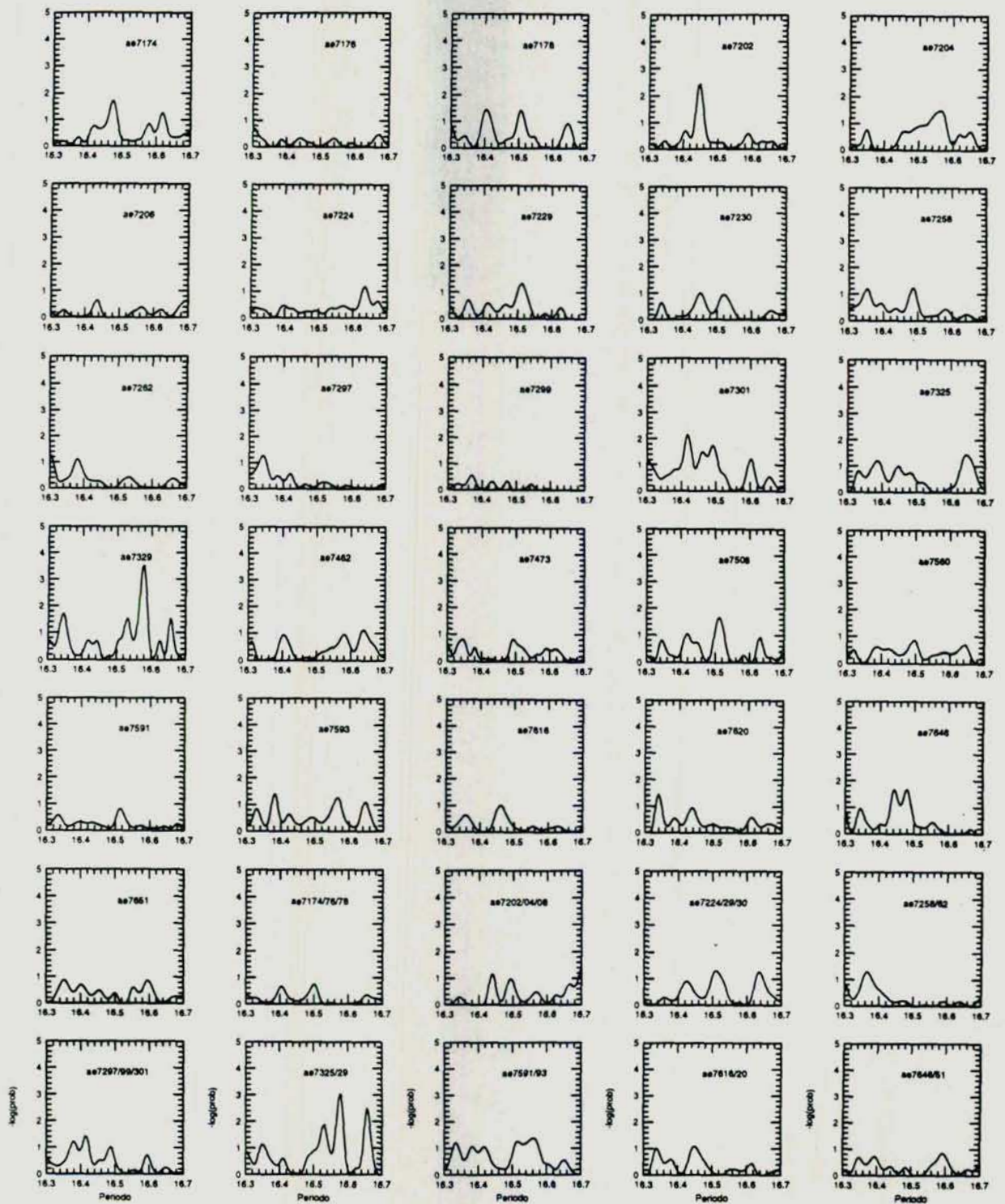


Figura AIV-7: Búsqueda de emisión periódica en el *Primer Armónico* durante el año 1991 utilizando *Supercortes Extendidos*; test de Rayleigh aplicado a cada observación individualmente y agrupados con información de fase para observaciones realizadas en la misma noche.

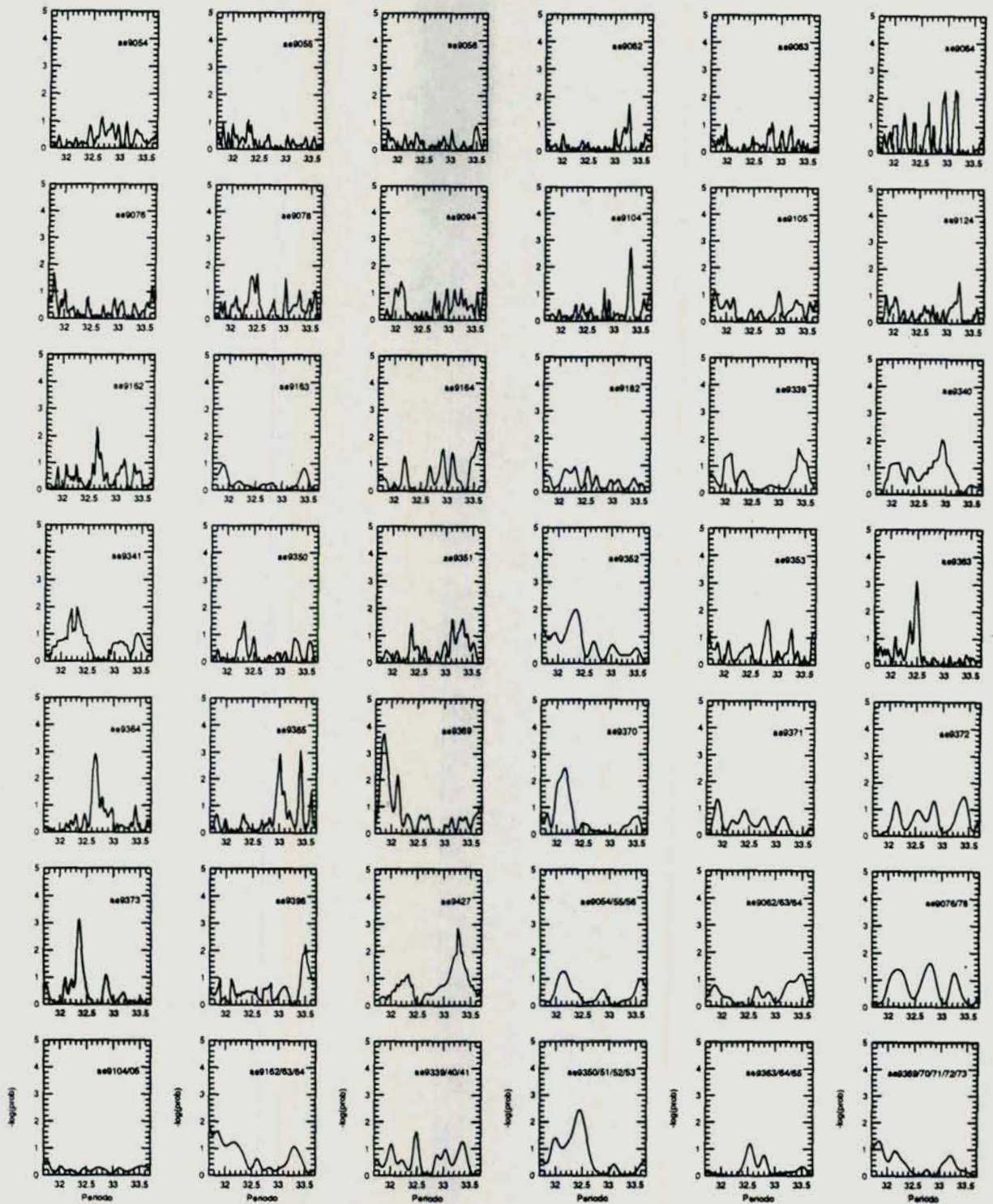


Figura AIV-8: Búsqueda de emisión periódica en el *Fundamental* durante el año 1992 utilizando *Supercortes*; test de Rayleigh aplicado a cada observación individualmente y agrupados con información de fase para observaciones realizadas en la misma noche.

Apéndice IV

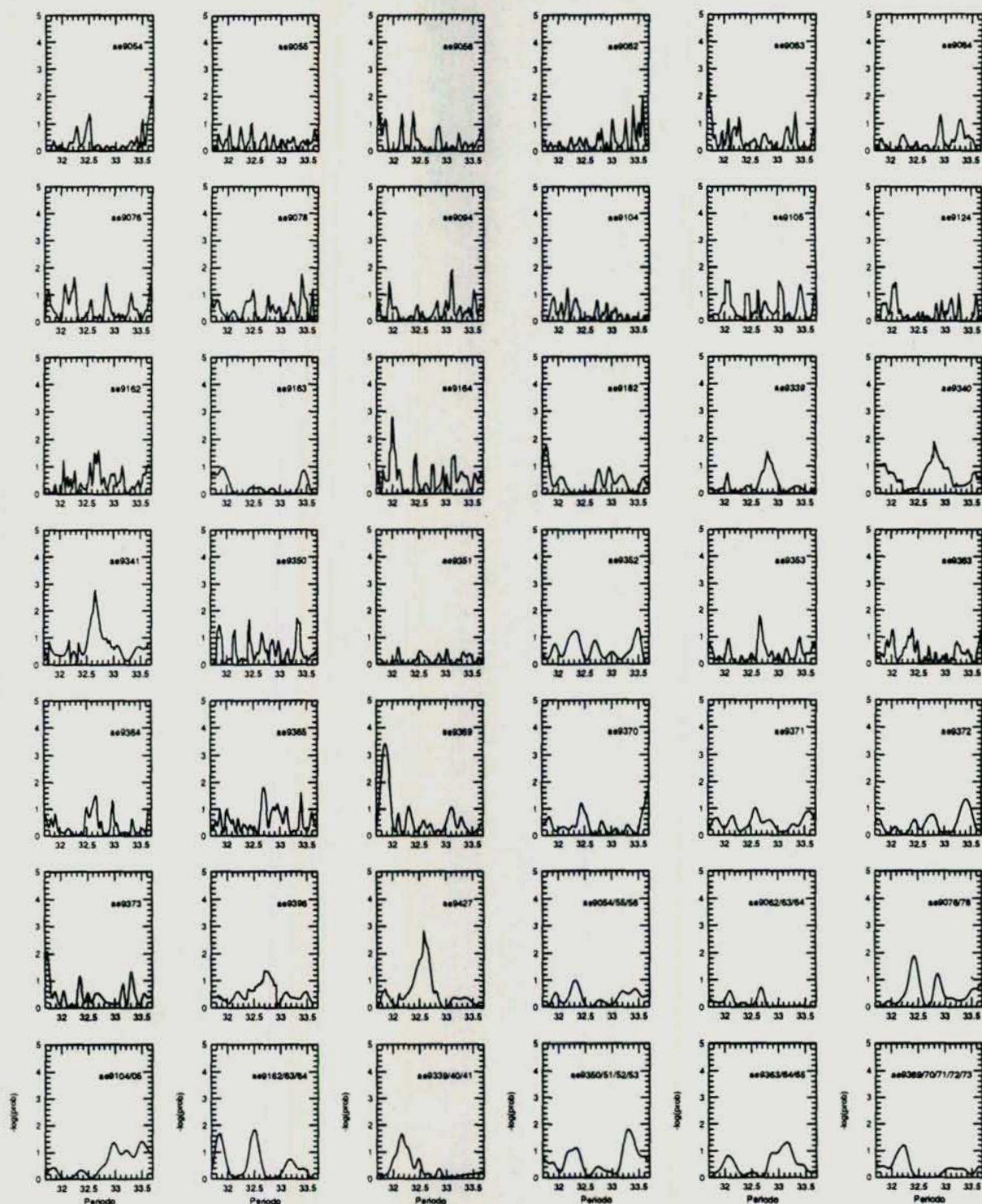


Figura AIV-9: Búsqueda de emisión periódica en el *Fundamental* durante el año 1992 utilizando *Supercortes Extendidos*; test de Rayleigh aplicado a cada observación individualmente y agrupados con información de fase para observaciones realizadas en la misma noche.

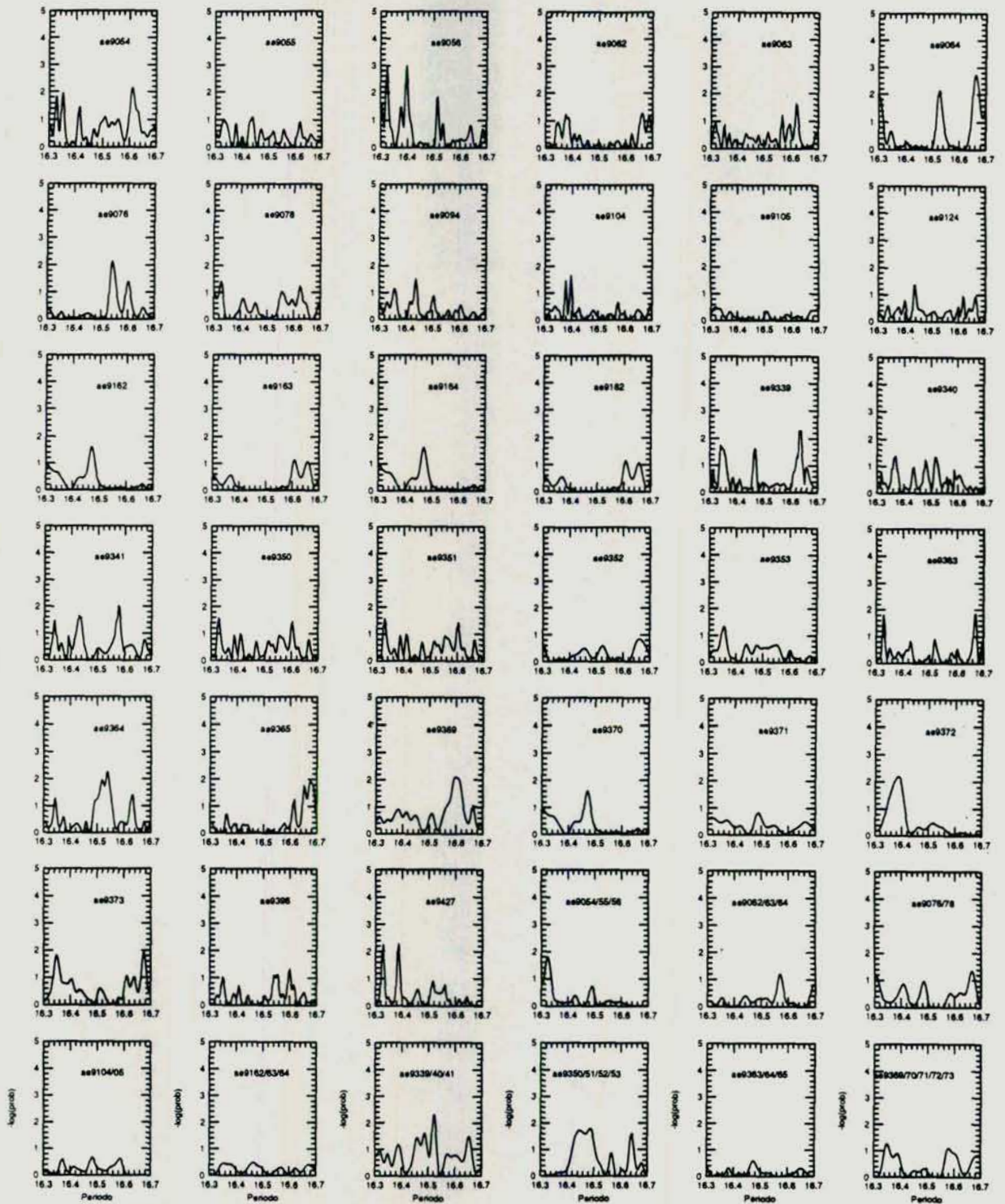


Figura AIV-10: Búsqueda de emisión periódica en el *Primer Armónico* durante el año 1992 utilizando *Supercortes*; test de Rayleigh aplicado a cada observación individualmente y agrupados con información de fase para observaciones realizadas en la misma noche.

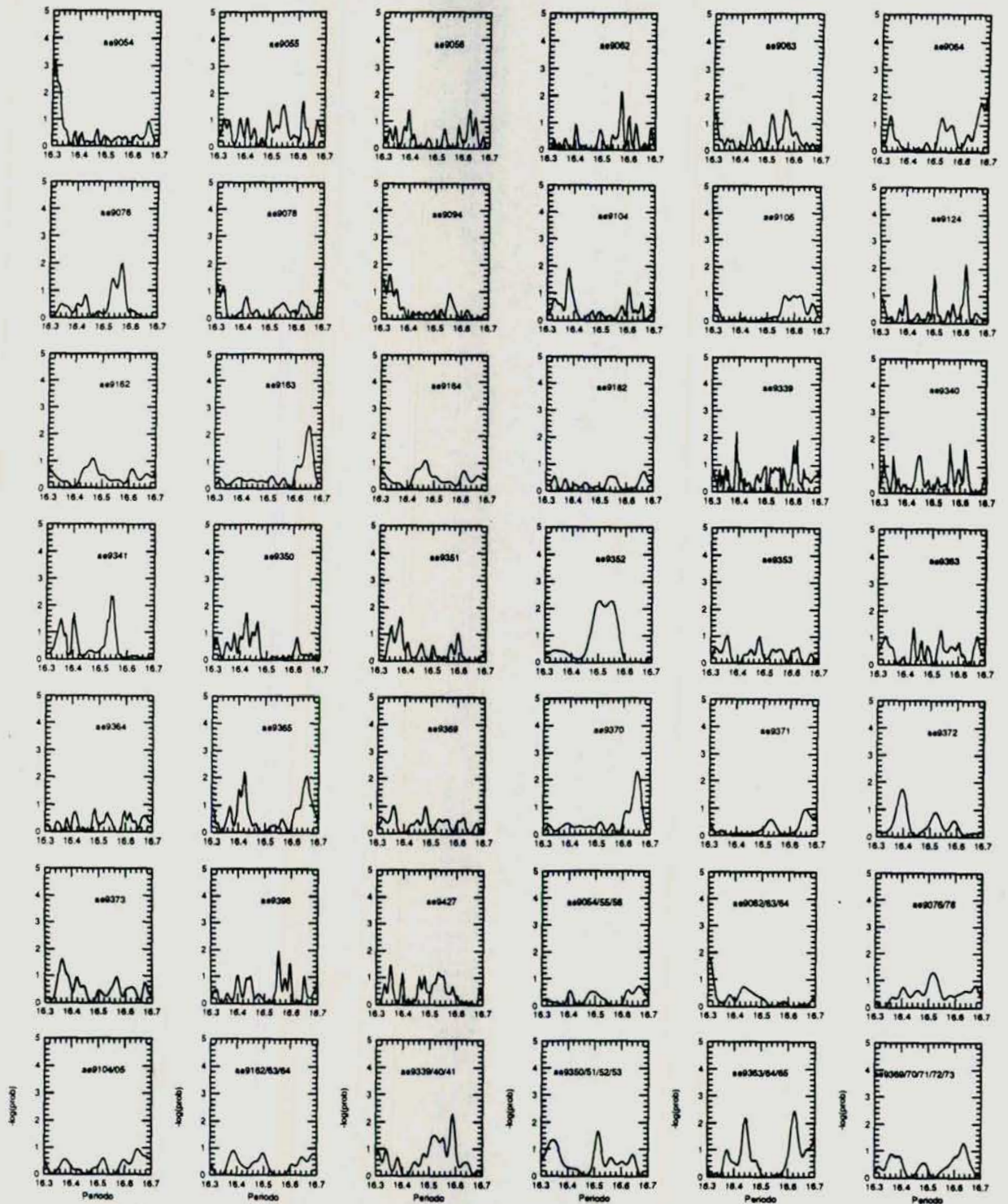


Figura AIV-11: Búsqueda de emisión periódica en el *Primer Armónico* durante el año 1992 utilizando *Supercortes Extendidos*; test de Rayleigh aplicado a cada observación individualmente y agrupados con información de fase para observaciones realizadas en la misma noche.

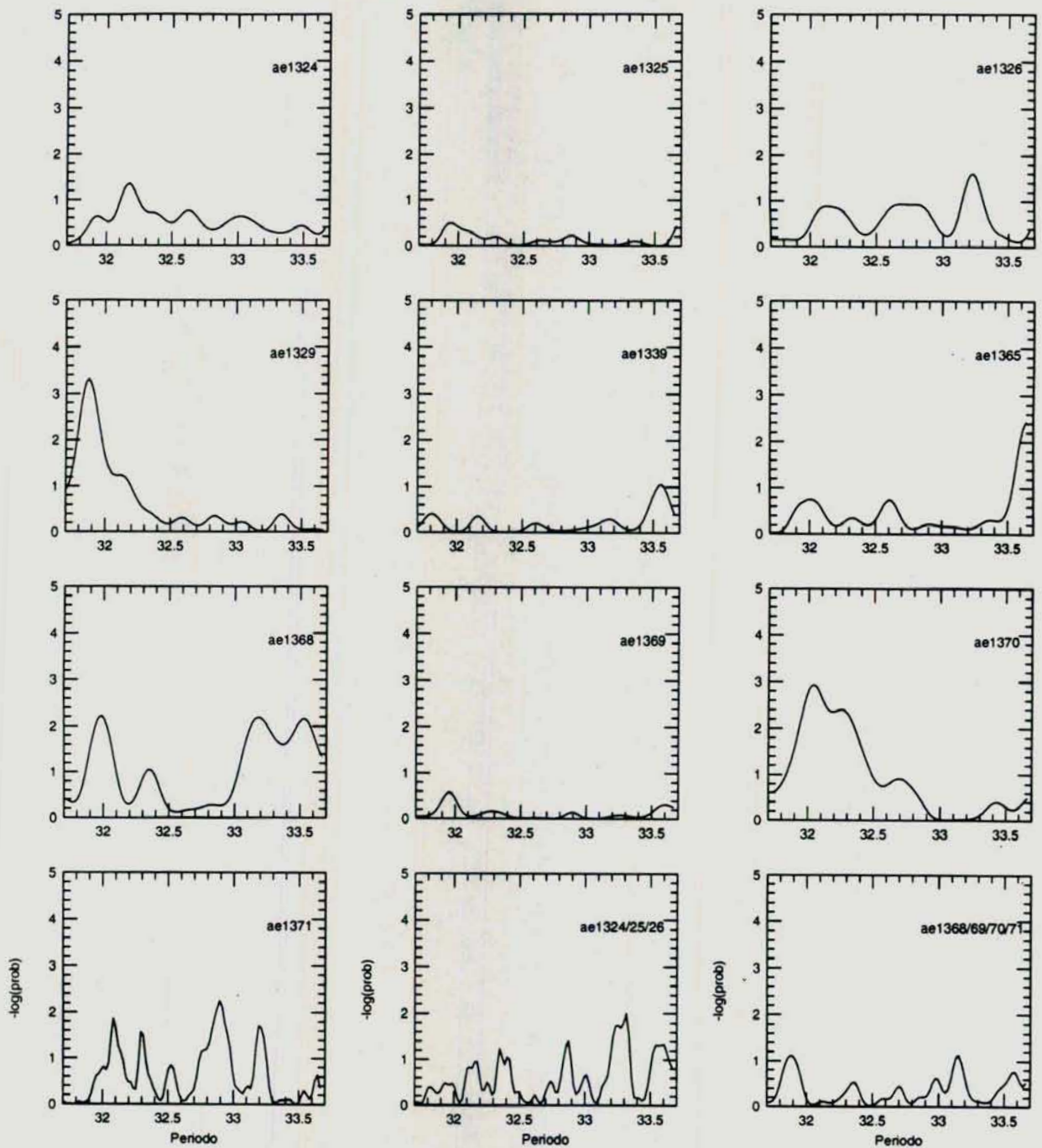


Figura AIV-12: Búsqueda de emisión periódica en el *Fundamental* durante el año 1993 utilizando *Supercortes*; test de Rayleigh aplicado a cada observación individualmente y agrupados con información de fase para observaciones realizadas en la misma noche.

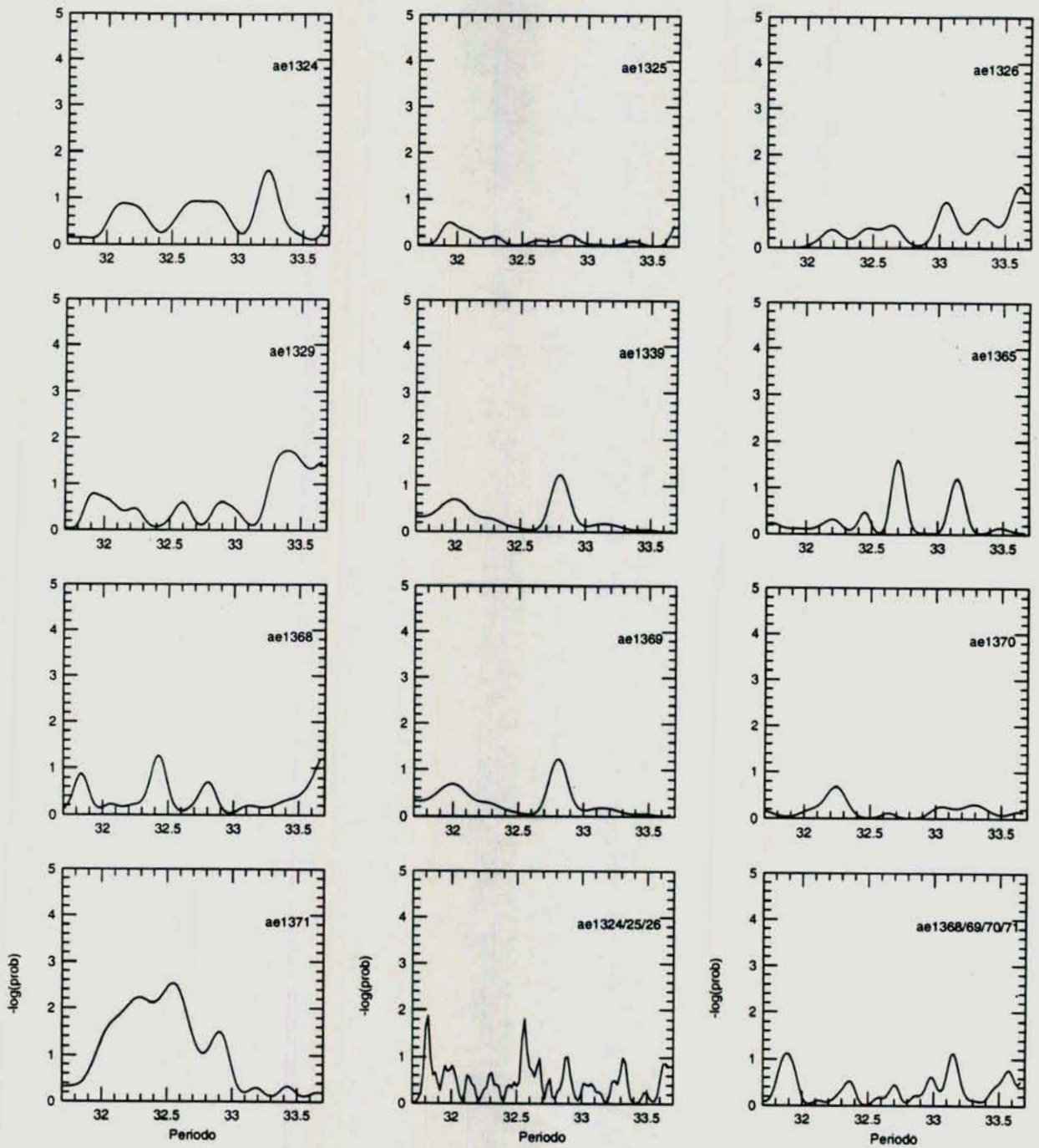


Figura AIV-13: Búsqueda de emisión periódica en el *Fundamental* durante el año 1993 utilizando *Supercortes Extendidos*; test de Rayleigh aplicado a cada observación individualmente y agrupados con información de fase para observaciones realizadas en la misma noche.

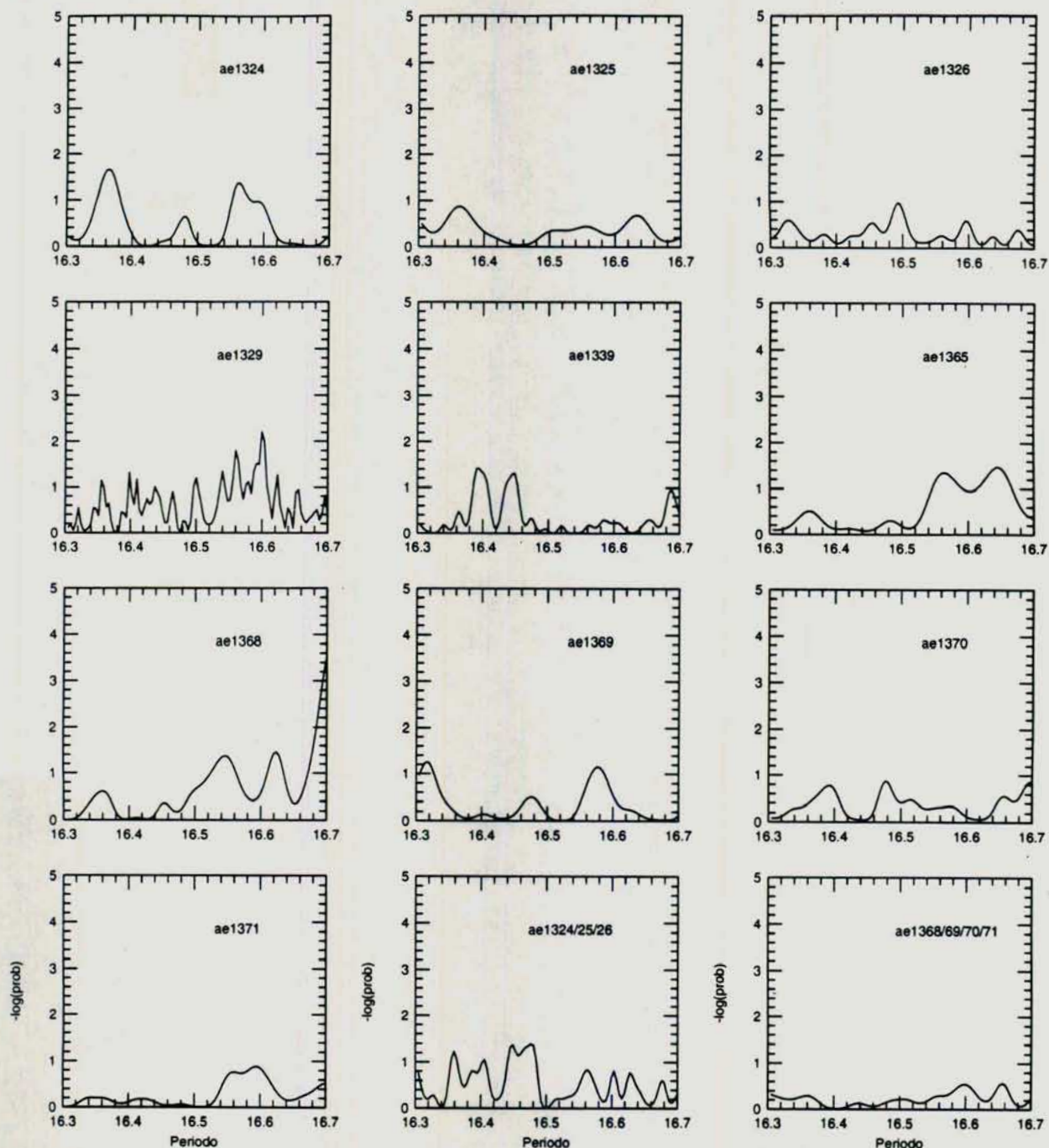


Figura AIV-14: Búsqueda de emisión periódica en el *Primer Armónico* durante el año 1993 utilizando *Supercortes*; test de Rayleigh aplicado a cada observación individualmente y agrupados con información de fase para observaciones realizadas en la misma noche.

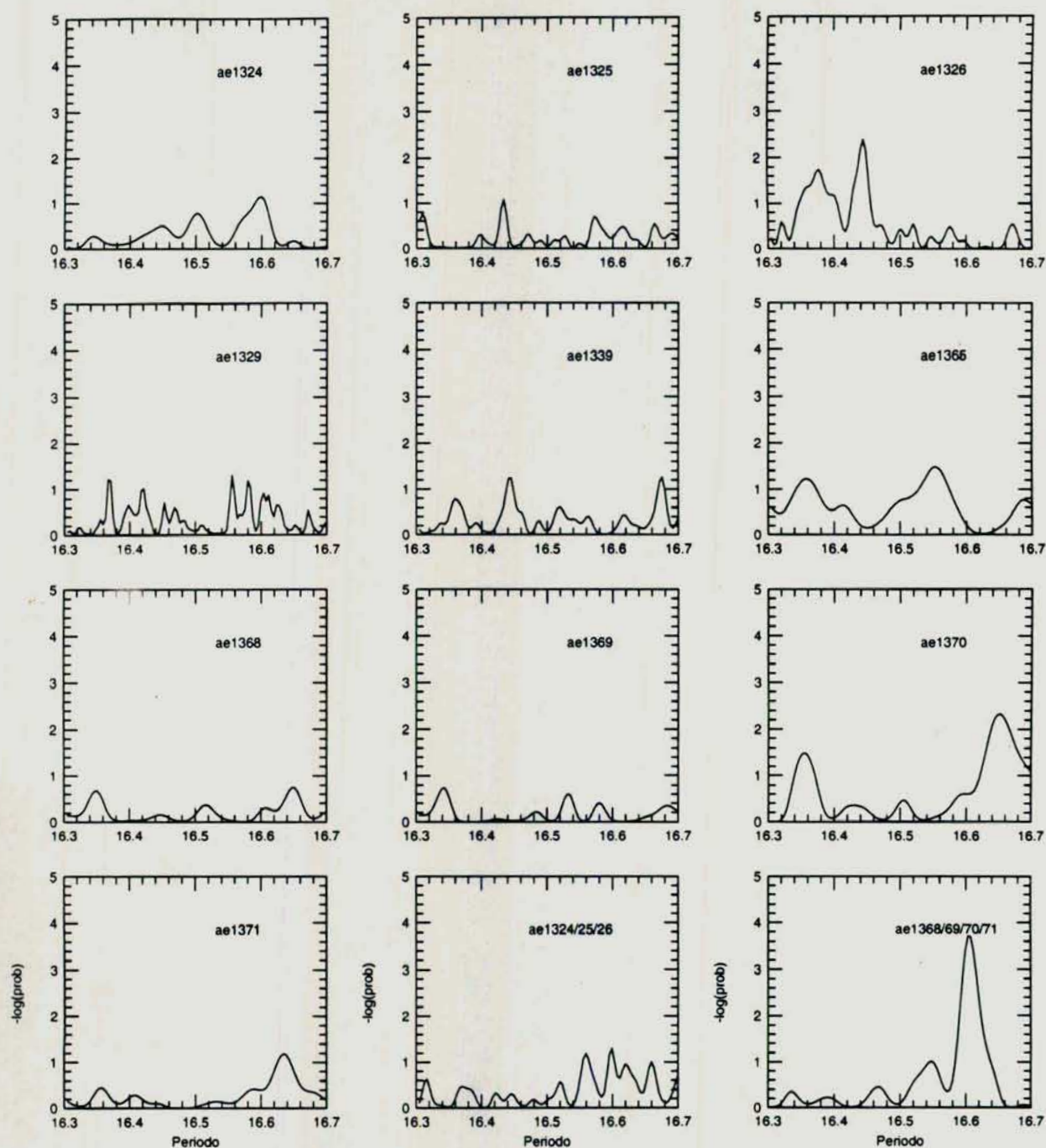


Figura AIV-15: Búsqueda de emisión periódica en el *Primer Armónico* durante el año 1993 utilizando *Supercortes Extendidos*; test de Rayleigh aplicado a cada observación individualmente y agrupados con información de fase para observaciones realizadas en la misma noche.

Apéndice IV

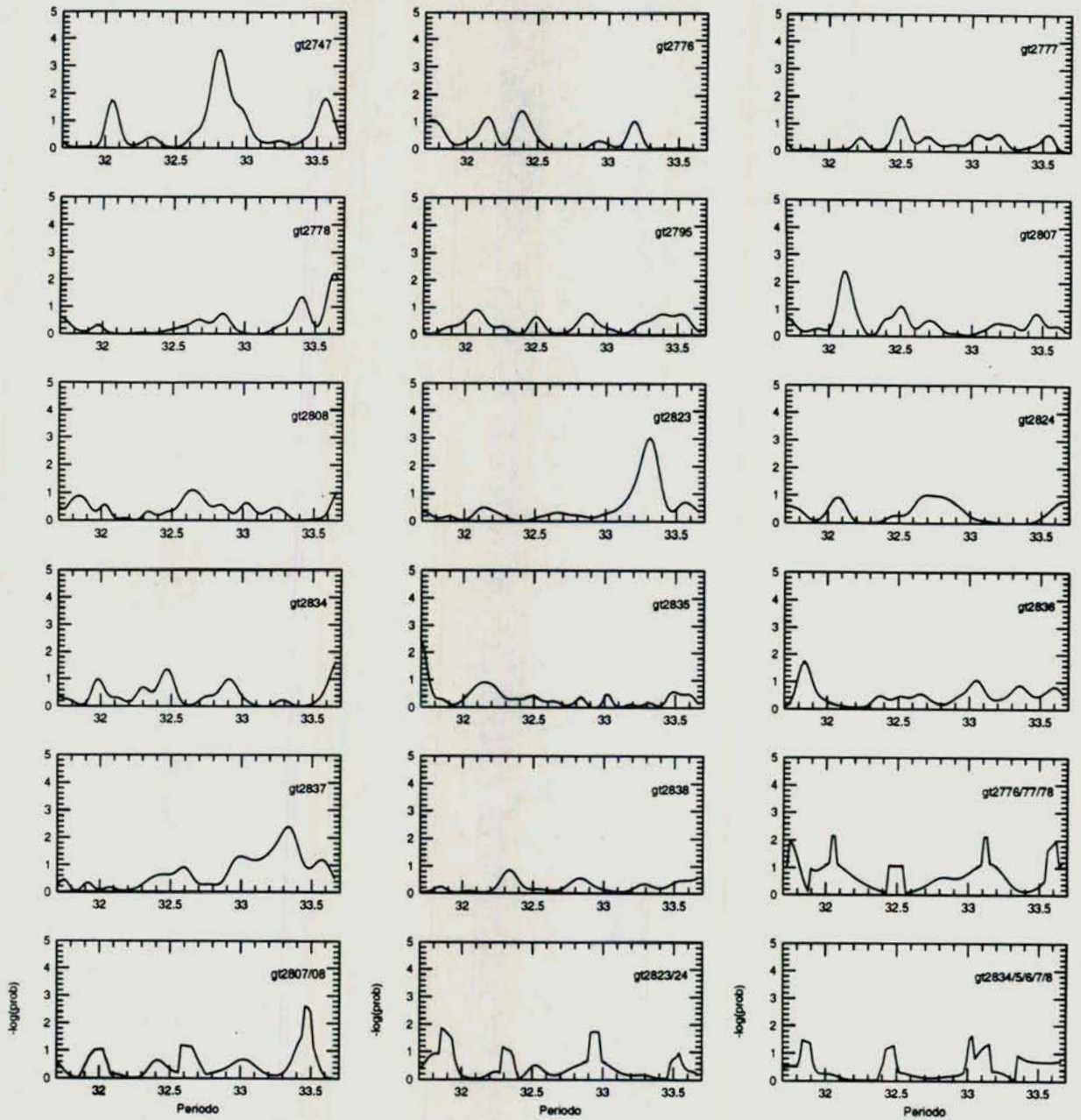


Figura AIV-16: Búsqueda de emisión periódica en el *Fundamental* durante el año 1995 utilizando *Supercortes*; test de Rayleigh aplicado a cada observación individualmente y agrupados con información de fase para observaciones realizadas en la misma noche.

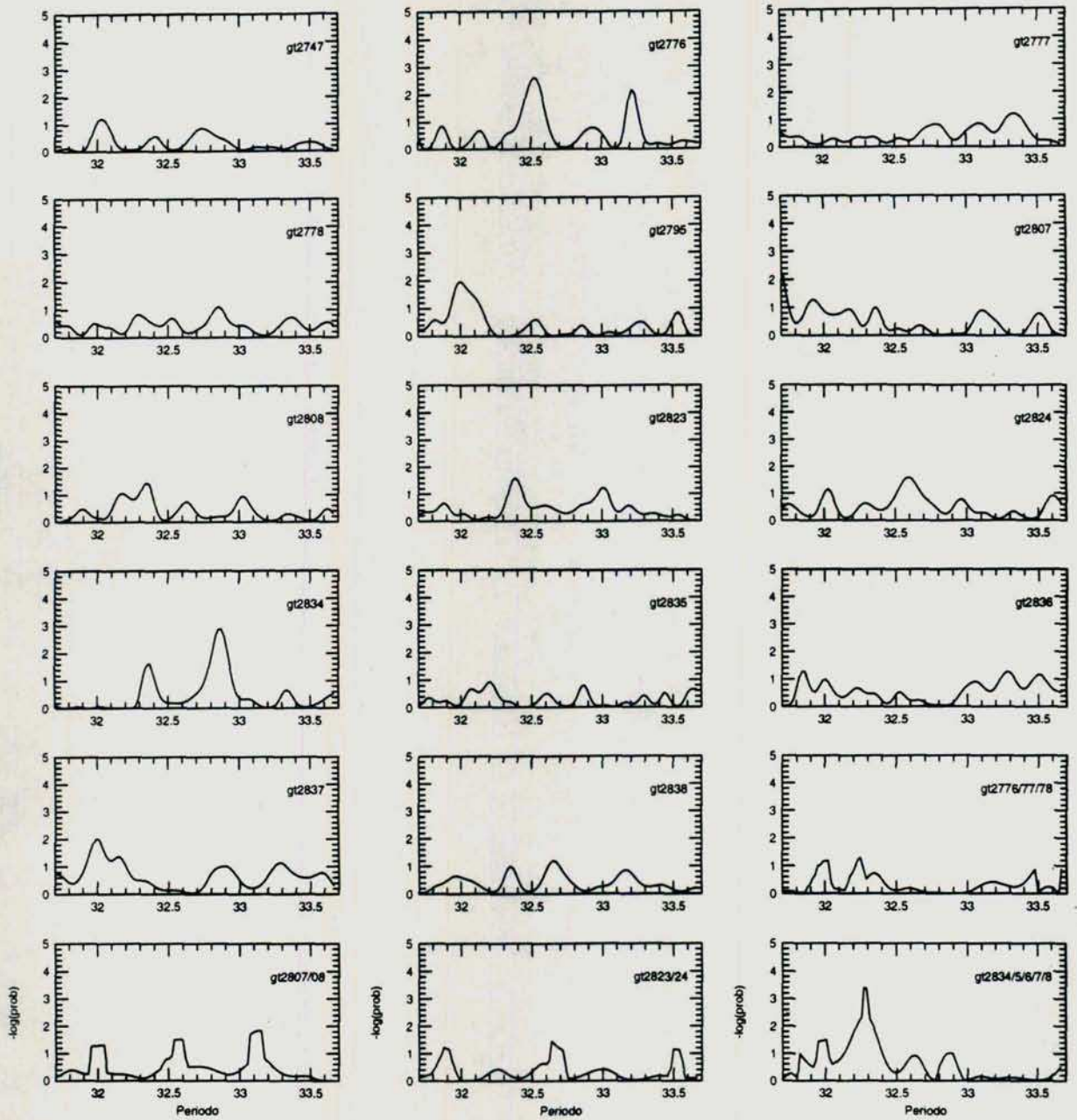


Figura AIV-17: Búsqueda de emisión periódica en el *Fundamental* durante el año 1995 utilizando *Supercortes Extendidos*; test de Rayleigh aplicado a cada observación individualmente y agrupados con información de fase para observaciones realizadas en la misma noche.

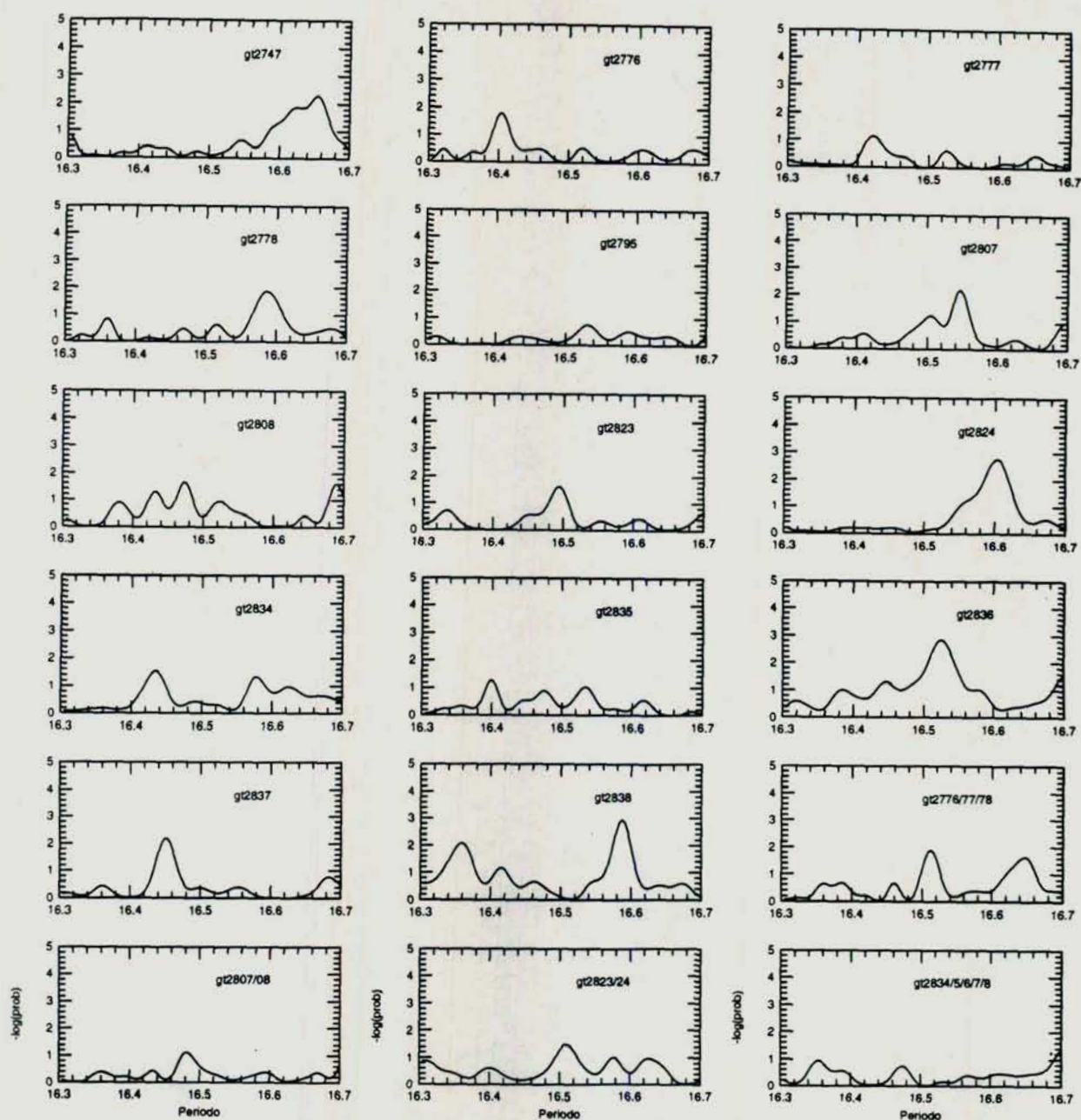


Figura AIV-18: Búsqueda de emisión periódica en el *Primer Armónico* durante el año 1995 utilizando *Supercortes*; test de Rayleigh aplicado a cada observación individualmente y agrupados con información de fase para observaciones realizadas en la misma noche.

Apéndice IV

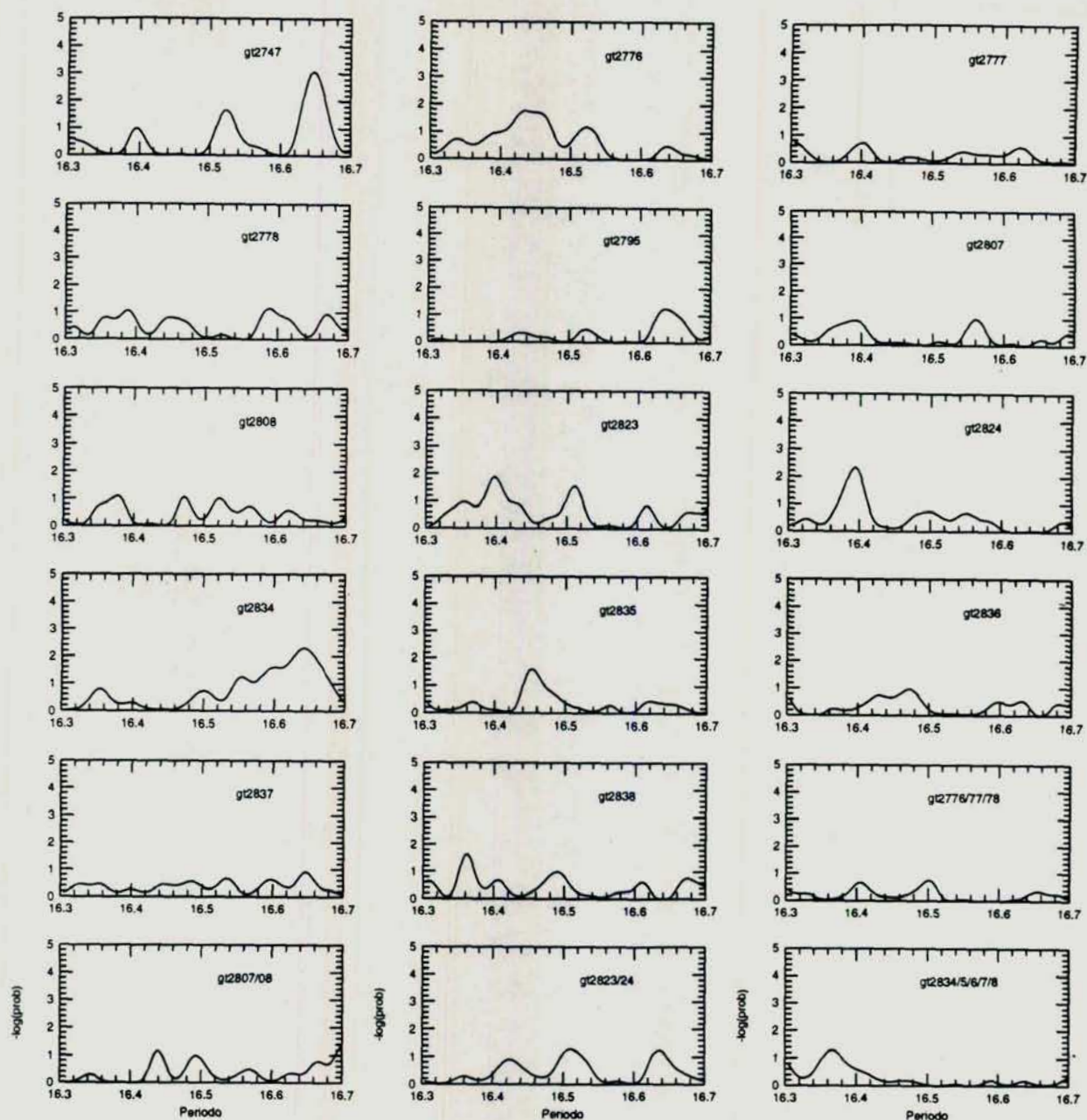


Figura AIV-19: Búsqueda de emisión periódica en el *Primer Armónico* durante el año 1995 utilizando *Supercortes Extendidos*; test de Rayleigh aplicado a cada observación individualmente y agrupados con información de fase para observaciones realizadas en la misma noche.

BIBLIOGRAFIA

- Abbot, D.C. y Conti, P.S., *Ann. Rev. Astron. Astroph.*, **25**, 113 (1987).
- Aharonian, F. A., *et al.*, *Proc. 22nd. I.C.R.C. (Dublin)*, **2**, 615 (1991).
- Akerlof, C.W., *et al.*, *Proc. GRO Science GSFC (Greenbelt)*, 4-49 (1989).
- Akerlof, C.W., *et al.*, *Proc. 22nd. I.C.R.C. (Dublin)*, **1**, 324 (1991).
- Apparao, K.M.V., *Nature*, **273**, 450 (1978).
- Atoyan, A.M. y Aharonian, F.A., *Proc. 23rd. I.C.R.C. (Roma)*, **2**, 24 (1995).
- Baade, W. y Zwicky, F., *Proc. Nat. Acad. Science*, **20**, 259 (1934).
- Baillon, P., *comunicación privada* (1993).
- Baillon, P., *et al.*, *Proc. 22nd. I.C.R.C. (Dublin)*, **1**, 220 (1991).
- Barrelet, E., *et al.*, *Nuclear Inst. Meth.*, **200**, 219 (1982).
- Barret, P. *et al.*, *reporte interno al G.S.F.C., Greenbelt* (1994).
- Bignami, G.F., *et al.*, *Astroph. J.*, **247**, L85 (1981).
- Billier, S.D., *et al.*, *Astroph. J.*, en prensa (1995).
- Blandford, R.D., y Ostriker, J.P., *et al.*, *Astroph. J.*, **221**, L29 (1978).
- Blackett, P.M.S., *Physical Society Gassiot Committee Report*, **34**, (1948).
- Bowden, C.C.G. *et al.*, *Astroparticle Physics*, **1**, 47 (1992).
- Bradbury, S.M. *et al.*, *Proc. 23rd. I.C.R.C. (Roma)*, **2**, 381 (1995).
- Cawley, M.F., *et al.*, *Exper. Astron.*, **1**, 173 (1990).
- Castagnoli, C. *et al.*, *Il Nuovo Cimento*, **9B**, 213 (1972).
- Chadwick, P.M. *et al.*, *Proc. 23rd. I.C.R.C. (Roma)*, **2**, 88 (1995).
- Chanmugam, G., *Ann. Rev. Astron. & Astroph.*, **30**, 143 (1992).

Chincarini, G. y Walker, M.F., *Electrography and Astronomical Applications*. ed.

G.Chincarini, P.J. Grivobal & H.J. Smith (Austin: Univ. of Texas Press),
249 (1974).

Chincarini, G. y Walker, M.F., *Astron. & Astroph.*, **104**, 24 (1981).

249 (1974).

Chudakov, A.E. y Nesterova, N.M., *Zh éksp. teor. Fiz.*, **28**, 384 (1955).

Crawford, J.A. y Kraft, R.P., *Astroph. J.*, **123**, 44 (1956).

Davies, J.M. y Cotton, E.S., *J. Solar Energy Science and Engineering*, **1**, Nro. 2 y 3
(1957).

de Jeager, O.C., *Astron. and Astroph.*, **268**, L1 (1993).

de Jeager, O.C., *SouthAfrican J. of Physics.*, **9**, 107 (1986).

Eadie, W.T. *et al.*, *Statistical Methods in Expermental Physics* (Amsterdam: North-
Holland) (1971).

Ebisuzaki, S., *et al.*, *Proc. 22nd. I.C.R.C. (Dublin)*, **2**, 607 (1991)

Eracleaus, M. *et al.*, *Astroph. J.*, **382**, 290 (1991).

Evans, R.D., *"The Atomic Nucleus"* (1955). McGraw-Hill, New York.

Fazio, G.G., *Ann. Rev. Astron. Astrop.*, **5**, 481, (1967).

Fazio, G.G., *et al.*, *Astroph. J.*, **175**, L117, (1972).

Fegan, D.J., *Proc. 21th I.C.R.C. (Adelaida)*, **11**, 23 (1990).

Frank, I. y Tamm, Ig., *Dolk. Akad. Nauk. SSSR*, **14**, 109 (1937).

Gaisser, T.K., *"Cosmic Rays and Particle Physics"* (1990). Cambridge University Press,
New York.

Galbraith, W. y Jelley, J.V., *Nature*, **171**, 349 (1953).

- Gibson, A.I., *et al.*, *Proc. Int. Workshop on VHE Gamma-Ray Astron. (Ootacamund)*, 97 (1982).
- Ginzburg, V.L. y Syrovatskii, S.I., *"The Origin of Cosmic Rays"*, (Pergamon Press, Oxford, 1964).
- Goldreich, P. y Julian, W.H., *Astroph. J.*, **157**, 869 (1969).
- Goret, P., *et al.*, *Astron. Astroph. J.*, **270**, 401 (1993).
- Greisen, K., *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 10:63 (1960).
- Harding, A.K., *Nucl. Phys. B*, (Proc. Suppl.), **14A:3** (1990).
- Hayakawa, S., *"Cosmic Ray Physics"*, (Willey-Interscience, New York, 1969).
- Hermesen, W., *et al.*, *Nature*, **269**, 494 (1977).
- Hillas, A.M. y Porter, N.A., *Nature*, **191**, 690 (1961).
- Hillas, A.M., *Proc. 19th I.C.R.C. (La Jolla)*, **3**, 445 (1985).
- Hillier, R., *"Gamma Ray Astronomy"* (1984). Clarendon Press, Oxford, New York.
- Jelley, J.V., *Prog. Elem. Cosmic Ray Phys.*, **9**, 41 (1967).
- Jelley, J.V. y Porter, N.A., *Quart. . Roy. Astron. Soc.*, **4**, 275 (1963).
- Joy, A.H., *Astroph. J.*, **120**, 377 (1954).
- Kulkarni, S.R. *et al.*, *Nature*, **331**, 50 (1988).
- Lamb, R. *et al.*, *Proc. 23rd I.C.R.C. (Roma)*, **2**, 301 (1995)
- Lang, M.J., Tesis Doctoral, Universidad Nacional de Irlanda, University College, Dublin (1991).
- Leahy *et al.*, *Astroph. J.*, **266**, 160 (1983).
- Lenouvel, F., *Cr. Acad. Sci., Paris*, **235**, 1282 (1952).
- Lenouvel, F. y Golay, M., *Cr. Acad. Sci., Paris*, **237**, 1215 (1954).

- Lewis, D.A., *Experimental Astronomy*, **1**, 213 (1990).
- Li, T. y Ma, Y., *Astroph. J.*, **272**, 317 (1983).
- Meintjes, P.J. *et al.*, *Astroph. J.*, **401**, 325 (1992).
- Meintjes, P.J. *et al.*, *Astroph. J.*, **434**, 292 (1994).
- Mohanty, G. Comunicación Privada, Iowa State University (1991).
- Morrison, P., *Il Nuovo Cimento*, **7**, 558 (1958).
- Patterson, J., *Astroph. J.*, **234**, 978 (1979).
- Patterson, J. *et al.*, *Astroph. J.*, **240**, L133 (1980).
- Patterson, J. *et al.*, *BAAS*, **20**, 1099 (1988)
- Payne-Gaposchkin, C., *Astroph. J.*, **158**, 429 (1969).
- Plasheshnikov, A.V. y Bignami, G.F., *et al.*, *Il Nuovo Cimento*, **8C**, 39 (1985).
- Punch, M., *et al.*, *Proc. 22nd. I.C.R.C. (Dublin)*, **1**, 467 (1991).
- Punch, M., *Tesis Doctoral Universidad Nacional de Irlanda (Dublin)* (1993).
- Quinn, J. *et al.*, aceptado para publicación en *Astroph. J.* (1995).
- Rammanamurthy, P.V. y Wolfendale, A.W., *"Gamma Ray Astronomy"* (1986). Cambridge University Press, Cambridge.
- Rammanamurthy, P.V., *"Very High Energy Gamma-Ray Astronomy"*, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, p.39. (1987).
- Rammanamurthy, P.V. *et al.*, *Astroph. J.*, **447**, L109 (1995).
- Reynolds, P.T. *et al.*, *Nuclear Physics B - Arkansas Conference Proc.* (1989).
- Reynolds, P.T. *et al.*, *Astroph. J.*, **404**, 206 (1993).
- Rieke, G.H., *Smit. Astrop. Obs. Special Report*, **301** (1969).
- Robinson E.L. *et al.*, *Astroph. J.*, **374**, 298 (1991).

- Rovero, A.C., *et al*, *CGRO Symp. (St. Louis), AIP Conference Proc.*, **280**, 1176 (1992).
- Scargle, J.D., *Astroph. J.*, **263**, 835 (1982).
- Stecker, F.W., *"Cosmic Gamma Ray"* (1971). Mono Book Corp., Baltimore.
- Stecker, F.W. y Jones, F.C., *Astroph. J.*, **217**, 843 (1977).
- Taylor, J.H. *et al.*, *Astroph. J. Sup.*, **88**, 529 (1993).
- Tornabene, H.S. y Cusimano, F.J., *Canadian J. of Physics*, **46**, S81 (1968).
- Vacanti, G., *et al.*, *Astroph. J.*, **377**, 467 (1991).
- Van Paradijs, J. *et al.*, *Astron. and Astroph.*, **79**, 205 (1989).
- Walker, M.F., *Sky and Telescope*, **23**, (January, 1965).
- Weekes *et al.*, *Proc. 12th. Eslab. Symp.*, (Frascati, ESA), SP, 124 p.39 (1979).
- Weekes, T.C., *Physic Reports*, **160**, 1 (1988).
- Weekes, T.C., *et al.*, *Astroph. J.*, **342**, 379 (1989).
- Weekes, T.C., *Space Science Reviews*, **59**, 315 (1992).
- Zatsepin, V.I., *Soviet Physics JETP*, **20**, 459 (1965).
- Zinner, E., *Astron. Nach.*, **265**, 345 (1938).

Agradecimientos:

Es tan grande el número de personas agradecidas por el hecho de que esta tesis esté, al fin, terminada que temo no cumplir mi intención inicial acerca de que no supere las 100 páginas de extensión; es por ello que me veo en la obligación de nombrar sólo aquellas cuyo alivio es más evidente: el Dr. Trevor C. Weekes cuya paciencia estaba a punto de terminarse; el Dr. Jorge Sahade quien estaba creyendo que esta historia nunca se acabaría; el grupo del Whipple Observatory quienes cada vez que me veían llegar, otra vez, llamaban inmediatamente a Inmigraciones para averiguar si mi entrada había sido legal; mis amigos del Iafe cuya sugerencia de que la jardinería era una alternativa válida, no fructificó; la gente de la Conae quienes tienen la esperanza de que, ahora sí, me ponga a trabajar.

Otro grupo de personas *no* se siente agradecida por la finalización de esta tesis; sin abundar en demasía debo nombrar a mi esposa, quien ya se había acostumbrado a mis frecuentes viajes y ausencias y nunca hizo el menor problema para que apurara mi regreso...al contrario, me alentaba a quedarme más tiempo; mi hijo que esperaba ansioso cada vuelta de mis estadias en el exterior por los regalos y novedades que le traía. Finalmente no puedo dejar de nombrar las compañías aéreas quienes han perdido un buen cliente.

Y, finalmente, soy yo quien debe expresar agradecimiento hacia tantas personas que, nuevamente, me veo en la obligación de acotar su número; a mi director, Dr. Trevor C. Weekes cuya guía, apoyo y sabiduría fueron esenciales para la concreción de este trabajo; al Dr. Jorge Sahade por su permanente apoyo; a la Dra. Ana

M. Osella por su apoyo como Consejero de Estudios y Codirectora; al grupo científico del Whipple por ayudarme siempre y fructíferas discusiones: Dr. Giuseppe Vacanti, Dr. P. Reynolds (y por su amistad), Dr. Michael Punch, Dr. Mark Lang, Dr. Mark Chantell, Dr. Jim Buckley y Dr. Mike Catanese; a los técnicos, Teresa Lappin y Kevin Harris por su permanente apoyo en la toma de observaciones; a los nuevos estudiantes, J.J. Boyle y R. Kiely por permitirme devolver algo de lo mucho recibido; al Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics a través del Predoctoral Program y Short-term Visit Program que me permitieron realizar allí mis investigaciones; al Conicet que otorgó apoyo económico para comenzar este campo en nuestro país; al Iafe por brindarme un lugar e instalaciones para comenzar mis trabajos; a la gente del Iafe, en especial al Dr. Adrián Rovero (y por su aporte en discusiones científicas y correcciones al texto), Dr. Claudio el Hasi, Dr. Néstor Rotstein, Dr. Norberto Umérez y Dr. Leonardo Levinas por, simplemente, ser mis amigos; a la Conae, en especial al Dr. Marcos Machado y la Dr. Ana M. Hernández por otorgarme el permiso para finalizar esta tesis en el Whipple; al grupo del HXRS, Lic. Vicente Mugherli, Ing. J.C. Barberis, Ing. Carlos Defelipe y, aunque no sea de ese grupo, al Ing. Alberto Godel, por su permanente apoyo y estímulo; al Ing. Carlos Alonso, Ing. Adriana Bertoldi y sus dos hermosas hijas por ser, nada menos, mis amigos. Y, finalmente, a toda mi familia: a mi Madre que soportó, como pudo, mis largas ausencias; a mi hermano Carlos y su familia, por haberse encargado de una gran crisis familiar evitando, de esa manera, un regreso anticipado del Whipple; a Marcela que, a pesar de todo merece mi reconocimiento; y a mi hijo Sebastián y mi esposa por esa fuerza que nace del amor compartido y que me mantuvo, a pesar de la distancia, unido a ellos.